PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 11 — 1. Juni 1937. Redaktionsschluß für Nr. 13 am 15. Jun. 1937. — 38. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Hohle, Ein neuer Bürdenmesser. S. 389.

S. Erk, A. Keller und H. Poltz, Über die Wärmeleitfähigkeit von Kunststoffen. S. 394.

G. C. Wick, Über die Streuung langsamer Neutronen. S. 403.

Berichte:

K. Diebner und E. Graßmann, Künstliche Radioaktivität. II. S. 406.

Zuschriften:

L. D'Or und J. Henrion, Freie innermolekulare Drehbarkeit und dielektrische Verluste im Hochfrequenzfeld. S. 426.

Besprechungen:

E. Buchwald, Einführung in die Kristalloptik. S. 426.

M. Hartmann, Philosophie der Naturwissenschaften. S. 427.

R. Weyrich, Die Zylinderfunktionen und ihre Anwendungen. S. 427.

Nachrichten S. 428.

ABHANDLUNGEN.

Ein neuer Bürdenmesser.

Von W. Hohle.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Einleitung und Übersicht.

Bei der Prüfung von Strom- und Spannungswandlern werden in der Regel die Fehler abhängig von der Stromstärke bzw. der Spannung aufgenommen, wobei die Widerstände im Sekundärkreise der zu prüfenden Wandler jeweils unverändert belassen werden. Diese Widerstände im Sekundärkreise werden entweder dargestellt durch diejenigen Apparate und Leitungen, die betriebsmäßig an den Wandlern angeschlossen sind, oder durch besondere Wechselstromwiderstände, die bestimmte betriebsmäßige Belastungen der Wandler nachbilden sollen.

Es ist nun oft sehr erwünscht, die sekundäre Belastung der zu prüfenden Wandler nachmessen zu können. Diese Aufgabe läuft auf die Bestimmung von Wechselstromwiderständen nach Größe und Phase hinaus; sie bereitet grundsätzlich keine besonderen Schwierigkeiten, da man sich zahlreicher bekannter Methoden — Ausschlags- oder Nullmethoden — bedienen kann. Jedoch dürften wohl nur selten an denjenigen Stellen, denen die Prüfung von Meßwandlern obliegt, die geeigneten Meßgeräte zur Verfügung stehen. Im folgenden soll nun gezeigt werden, wie man die in der Reichsanstalt entwickelte, bereits früher beschriebene Meßwandler-Prüfeinrichtung [1, 2, 3, 4, 5]) durch ein Zusatzgerät derart ergänzen kann, daß sich die gewünschten Messungen in einfacher Weise und mit ausreichender Genauigkeit durchführen lassen. Die grundsätzliche Wirkungsweise der Methode und ihre Anwendung, sowie zwei Ausführungsformen des als „Bürdenmesser" bzw. „Bürdenmeßgerät" bezeichneten einfachen Zusatzgerätes werden beschrieben. Die Auswertung der Ablesungen ist dabei mit Hilfe von Tafeln, die jede Rechenarbeit ersparen, besonders bequem gemacht. Verfahren und Zusatzgerät dürften in erster Linie für diejenigen von Interesse sein, die sich bei der Untersuchung von Meßwandlern der tragbaren Meßwandler-Prüfeinrichtung bedienen.

Zur Begriffsbestimmung der „Bürde".

Zur Kennzeichnung der sekundären Belastungen von Meßwandlern sind in der von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt herausgegebenen „Prüfordnung für elektrische Meßgeräte" und in den vom Verband Deutscher Elektrotechniker herausgegebenen „Regeln für Wandler" (VDE 0414/1932) Festlegungen getroffen worden.

Nach diesen Bestimmungen bleibt der Begriff „Bürde" allein auf die Belastungen von Stromwandlern beschränkt. In der technischen Praxis ist es nun gebräuchlich geworden, die sekundären Belastungen von Strom- und Spannungswandlern zusammenfassend kurz als Bürden zu bezeichnen. Dabei kann sich diese Benennung — ähnlich wie bei dem „Widerstand" — sowohl auf die elektrische Eigenschaft wie auf den Apparat

1) W. Hohle, Arch. f. Elektrotechn. **27**, 849, 1933.
2) W. Hohle, Physik. Zeitschr. **35**, 844, 1934.
3) W. Hohle, Elektrizitätswirtschaft **34**, 205, 1935.
4) ATM. Z. 224/5, Oktober 1934.
5) ATM. Z. 224/5, Juni 1935.

selbst beziehen. Da bisher aus dieser Übung besondere Schwierigkeiten nicht erwachsen sind, soll auch im folgenden bei den sekundären Belastungen der Meßwandler von Bürden schlechthin gesprochen und das neue Gerät als Bürdenmesser bzw. Bürdenmeßgerät bezeichnet werden.

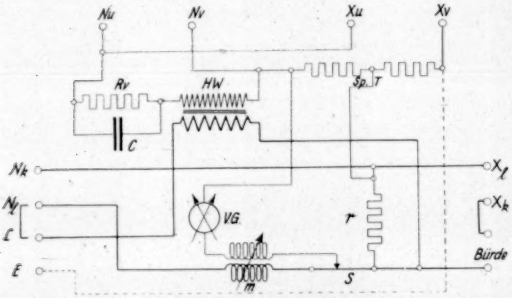


Abb. 1. Grundsätzliche Schaltung der Meßwandler-Prüfeinrichtung.

Aufbau und Wirkungsweise der Meßwandler-Prüfeinrichtung.

Aufbau und Wirkungsweise der Meßwandler-Prüfeinrichtung, die für die Lösung der gestellten Aufgabe – Bestimmung von Meßwandlerbürden nach Größe und Phase – herangezogen wird, kann als bekannt vorausgesetzt werden. Es sei nur kurz an folgendes erinnert.

Die Schaltungen zur Strom- und Spannungswandlerprüfung sind in der Meßwandler-Prüfeinrichtung zu einer einzigen Schaltung vereinigt, deren grundsätzliche Anordnung Abb. 1 zeigt. Neben dem als Nullinstrument dienenden Vibrationsgalvanometer (VG) mit Zubehör enthält das Gerät den Schleifdraht s und die Gegeninduktivität (GI) m, an deren Teilungen die Wandlerfehler abgelesen werden, ferner den bei der Stromwandlerprüfung wirksamen Diagonalwiderstand r, sowie den Spannungsteiler SpT und den Hilfsspannungskreis (R_v, C, HW), die bei der Prüfung von Spannungswandlern in Anspruch genommen werden.

Im Hinblick auf die Verwendung der Meßwandler-Prüfeinrichtung zur Bürdenmessung ist die Eigenschaft wesentlich, daß das Gerät zwei regelbare aufeinander senkrechtstehende Spannungen abgeben kann; und zwar werden die Spannungen entweder erzeugt von einem dem Gerät zugeführten Strom (z. B. Klemme N_l und X_k bei der Stromwandler-Prüfschaltung) oder von einer an das Gerät angelegten Spannung (Klemmen N_u und N_v bei der Spannungswandler-Prüfschaltung). Die regelbaren Spannungen stehen nach Größe und Phasenlage in bekannter Beziehung zu dem zugeführten Strom bzw. der zugeführten Spannung; die an dem Schleifdraht s abgenommene Spannung liegt jeweils in Phase mit dem Strom bzw. der Spannung, während die an der GI m abgenommene Spannung senkrecht liegt.

Es sind also grundsätzlich die gleichen Schaltelemente wie bei den sog. komplexen Wechselstromkompensatoren[1]) vorhanden; daher läßt sich die Meßwandler-Prüfeinrichtung auch für alle Messungen heranziehen, die mit solchen Kompensatoren ausgeführt werden. Die vorliegende Arbeit soll sich jedoch auf die Bürdenmessung beschränken und auch hierbei unter den verschiedenen möglichen Schaltungen nur diejenigen behandeln, die sich als besonders praktisch erwiesen haben.

Messungen von Stromwandlerbürden. Grundschaltung.

Die Stromwandlerbürden werden betriebsmäßig vom Sekundärstrom des Stromwandlers durchflossen. Bei der Messung der Bürde werden zweckmäßigerweise die Betriebsbedingungen nachgebildet und ein in der Stärke regelbarer Wechselstrom der zu untersuchenden Bürde zugeführt. Ein Teil des an der Bürde auftretenden Spannungsabfalles wird durch zwei Spannungen kompensiert, die von dem speisenden Strom über einen Isolier-Stromwandler in der Meßwandler-Prüfeinrichtung erzeugt werden. Die

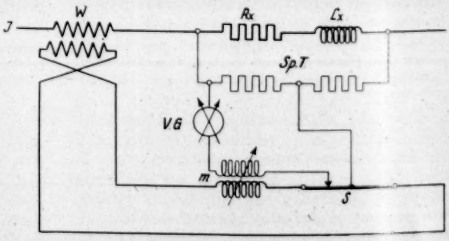


Abb. 2. Grundschaltung zur Messung von Stromwandlerbürden.

[1]) J. Krönert, Meßbrücken und Kompensatoren, Bd. 1, S. 240. München, Oldenbourg 1935.

Grundschaltung ist in Abb. 2 dargestellt. Für die rechnerische Behandlung ist es vorteilhaft, sich die Bürde X durch die Reihenschaltung eines Wirkwiderstandes R_x und einer Induktivität L_x ersetzt zu denken. In Reihe mit der Bürde X liegt die Primärwicklung eines Stromwandlers W, über dessen Sekundärwicklung der Schleifdraht s und die GI m der Wandler-Prüfeinrichtung in bekannter Weise gespeist werden. Parallel zur Bürde X liegt ein Spannungsteiler S–T von verhältnismäßig hohem Widerstand. Ein an diesem Teiler abgegriffener Bruchteil des Spannungsabfalles an der Bürde X wird gegen zwei Spannungen geschaltet, die vom Schleifdraht s und von der GI m abgenommen werden. Beim Meßvorgang stellt man die gewünschte Stromstärke J ein und regelt abwechselnd Schleifdraht und GI, bis das VG stromlos ist. Es soll nun angenommen werden, daß der Hilfswandler W keinen Strom- und Winkelfehler hat und daß der parallelgeschaltete Spannungsteiler einen so hohen Widerstand besitzt, daß dadurch das Ergebnis der Bürdenmessung nicht nennenswert beeinflußt wird. Es ist dann leicht einzusehen, daß mit der am Schleifdraht s abgegriffenen Spannung die Wirkkomponente des Spannungsabfalles an der Bürde X ausgemessen wird und entsprechend mit der an der GI m abgegriffenen Spannung die darauf senkrecht stehende induktive Komponente. Wird das Übersetzungsverhältnis des Stromwandlers W mit $\ddot{u}$, das Verhältnis der am Spannungsteiler abgegriffenen Spannung zur Gesamtspannung mit n bezeichnet und werden s und m in Ohm bzw. Henry gemessen, so ergibt sich die Gleichgewichtsbedingung der Schaltung zu

$$J \cdot n[R_x + j\omega L_x] = \frac{J}{\ddot{u}}[s + j\omega m],$$

und daraus

$$R_x = \frac{s}{\ddot{u}n} \quad \text{und} \quad L_x = \frac{m}{\ddot{u}n}.$$

Für gegebenes $\ddot{u}$ und n ist also der bei Stromlosigkeit des VG abgegriffene Schleifdrahtwiderstand s ein Maß für den Wirkwiderstand R_x, die eingestellte GI m ein Maß für die induktive Komponente der gemessenen Bürde X. Damit wären die beiden Komponenten der Bürde gewonnen. In der Regel rechnet man jedoch mit dem Scheinwiderstand bzw. der auf den Nennstrom bezogenen Scheinleistung der Bürde und mit ihrem Leistungsfaktor cos β. Zweckmäßigerweise werden die Meßergebnisse folgendermaßen ausgewertet.

Schleifdraht s und GI m besitzen von der Wandlerprüfung her Teilungen, die in Prozent Übersetzungsfehler bzw. Minuten Winkelfehler geeicht sind. Man verzichtet nun der Übersichtlichkeit wegen auf weitere Beschriftungen der Prüfeinrichtung und liest zunächst Prozent und Minuten ab. Auf einer besonderen Auswertetafel ist in einem rechtwinkligen Koordinatensystem als Abszisse die Prozentteilung des Schleifdrahtes s aufgetragen und als Ordinate die Minutenteilung der GI m. Die in Prozent und Minuten abgelesenen Werte legen einen Punkt im Koordinatensystem fest. Sein Abstand vom Nullpunkt ist ein Maß für den Scheinwiderstand und bei gegebenem Nennstrom auch für die Scheinleistung; aus der Neigung der Verbindungsgraden mit dem Nullpunkt läßt sich der Leistungsfaktor cos β entnehmen. Auf eine praktische Ausführung solcher Tafeln, die jede Rechenarbeit ersparen, wird weiter unten hingewiesen.

Das beschriebene Meßverfahren stellt eine reine Nullmethode dar; man kann bei jedem Bruchteil des Nennstromes, also unter betriebsmäßigen Bedingungen messen, da die Stromstärke nicht unmittelbar in die Messung eingeht; mit der Benutzung eines gegen Oberwellen unempfindlichen Nullinstrumentes werden die auf die Grundwelle bezogenen Widerstände ermittelt, auf deren Kenntnis es praktisch ankommt.

Durch passende Wahl des Übersetzungsverhältnisses $\ddot{u}$ und des Teilerverhältnisses n lassen sich verschiedene Meßbereiche erzielen. Dabei sind folgende Gesichtspunkte zu beachten: $\ddot{u}$ darf nicht allzu groß gewählt werden, damit bei gegebenem Bürdenstrom J der die Prüfeinrichtung speisende Strom nicht zu klein und damit die Empfindlichkeit der Messung nicht ungenügend wird. Aus dem gleichen Grunde darf der Spannungsteiler keinen zu hohen Widerstand haben. Andererseits darf der Widerstand des Teilers aber auch nicht zu gering sein, damit dessen Leitwert gegenüber dem der Bürde noch vernachlässigt werden kann. Die Fehler des Stromwandlers W müssen ebenfalls vernachlässigbar sein. Es soll hier darauf verzichtet werden, den Einfluß der Stromwandlerfehler und des parallelgeschalteten Spannungsteilers auf das Meßergebnis rechnerisch zu verfolgen. Die nähere Untersuchung zeigt, daß in dem allgemeinen Fall Wirk- und Blindkomponente einer Bürde beeinflußt werden. Eine Berichtigung wäre unbequem und lästig. Es ist daher am zweckmäßigsten, die Schaltung so auszulegen, daß die auftretenden Fehler vernachlässigt werden können. Diese Aufgabe ist verhältnismäßig einfach durchzuführen, da die Ansprüche an die Genauigkeit der Bürdenmessung nicht allzu hoch gestellt zu werden brauchen. Es ist ausreichend, wenn die einzelnen Fehler etwa unter 0,5 Proz., bezogen auf den Endwert des jeweiligen Meßbereiches, gehalten werden.

Messung von Spannungswandlerbürden. Grundschaltung.

Die Spannungswandlerbürden liegen betriebsmäßig an der sekundären Spannung des Spannungswandlers. Bei der Messung der Bürde werden zweckmäßigerweise die Betriebsbedingungen nachgebildet und eine der Größe nach einstellbare Spannung der zu untersuchenden Bürde zugeführt. Die Grundschaltung ist in Abb. 3 dargestellt. Die gestrichelten Linien mögen zunächst außer Betracht bleiben. Für die rechnerische Behandlung der Schaltung ist es vorteilhaft, die Bürde X in die Parallelschaltung eines Widerstandes R_x (Leitwert $1/R_x$) und einer Induktivität L_x (Blindleitwert $1/\omega L_x$) zu zerlegen. Bei der Messung der Stromwandlerbürden wurde der an der Bürde auftretende Spannungsabfall ausgemessen durch zwei Kompensationsspannungen, die von dem die Bürde durchfließenden Strom erzeugt wurden. Sinngemäß wird bei der Messung von Spannungswandlerbürden der die Bürde durchfließende Strom bzw. sein Spannungsabfall an einem Widerstand ausgemessen durch zwei Kompensationsspannungen, die von der an der Bürde liegenden Spannung erzeugt werden. Die Bürde X liegt in Reihe mit einem Ohmschen Widerstand ϱ an der speisenden Spannung U. Dieselbe Spannung speist den Hilfsspannungskreis (C, R_v, HW) der Wandler-Prüfeinrichtung. Parallel zum Widerstand ϱ liegt ein Spannungsteiler $S\wp T$. Ein an diesem Teiler abgegriffener Bruchteil des Spannungsabfalles am Widerstand ϱ wird gegen zwei Spannungen geschaltet, die vom Schleifdraht s und von der GI m abgenommen werden. Beim Meßvorgang stellt man die gewünschte Spannung U ein und regelt abwechselnd Schleifdraht und GI, bis das VG stromlos ist. Es soll nun angenommen werden, daß der Spannungsabfall am Widerstand ϱ im Verhältnis zur angelegten Spannung U vernachlässigbar ist. Es wird dann mit dem Schleifdrahts der Spannungsabfall der Wirkkomponente des Bürdenstromes ausgemessen und entsprechend mit der GI m die Blindkomponente. Wird die Parallelschaltung des Widerstandes ϱ mit dem Spannungsteiler $S\wp T$ mit ϱ', das Spannungsteilerverhältnis mit n und das Verhältnis der an den Hilfsspannungskreis angelegten Spannung U zu dem die Kompensationselemente s und m durchfließenden Strom i mit R bezeichnet, so ergibt sich die Gleichgewichtsbedingung der Schaltung zu

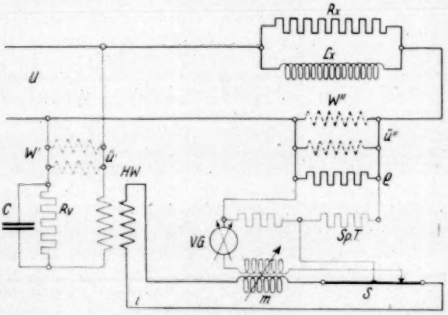


Abb. 3. Grundschaltung zur Messung von Spannungswandlerbürden.

$$\frac{U}{R}\,[s - j\omega m] = U\left[\frac{1}{R_x} + \frac{1}{j\omega L_x}\right]\varrho' n\,,$$

und daraus

$$\frac{1}{R_x} = \frac{s}{R\varrho' n} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\omega L_x} = \frac{\omega m}{R\cdot\varrho'\cdot n}\,;$$

die auf eine bestimmte Spannung U bezogene Wirk- und Blindleistung ergeben sich zu

$$\frac{U^2}{R_x} = \frac{U^2}{R\varrho' n}\cdot s \quad \text{und} \quad \frac{U^2}{\omega L_x} = \frac{U^2}{R\varrho' n}\cdot\omega m\,.$$

Zu der Aufstellung der Gleichgewichtsbedingung ist folgendes zu bemerken. Mißt man Spannungswandlerbürden nach der in Abb. 3 gezeigten Schaltung, so muß man bei Nullabgleich die GI m und den Schleifdraht s so einstellen, daß an der Teilung der GI negative Winkelfehler und gleichzeitig am Schleifdraht positive Prozentfehler abgelesen werden. Diese Verhältnisse sind zwangläufig gegeben durch die von der Meßwandlerprüfung her vorgeschriebene Polung des Wandlers HW und durch die Beschriftung der Skalen. Bei der Aufstellung der Gleichgewichtsbedingung ist die GI mit negativem Vorzeichen eingeführt, um für die Blindleistung einen positiven Ausdruck zu erhalten. Nun sind die Meßbereiche der Winkelfehlerskala für ihren positiven und negativen Teil verschieden groß ausgelegt. Mit Rücksicht auf die bei Stromwandlerprüfungen auftretenden größeren positiven Winkelfehler ist der Nullpunkt der Winkelfehlerskala unsymmetrisch angeordnet, so daß der negative Teil einen viel kleineren Meßbereich als der positive umfaßt. Um nun bei der Messung von Spannungswandlerbürden den größeren positiven Teil ausnutzen zu können, müssen der Hilfsspannungskreis (die Kompensationsspannungen) oder die unbekannte Spannung umgepolt werden. In diesem Falle wird man also auf

dem positiven Teil der Winkelfehlerskala und auf dem negativen Teil der Prozentskala, dessen Meßbereich gleich dem des positiven Teiles ist, ablesen. Da von der Meßwandler-Prüfschaltung her der Hilfsspannungskreis und der Nullkreis einpolig zusammenhängen, kann der gewünschte Zweck nur durch Einfügen eines Isolierwandlers erreicht werden. Entweder wird der Hilfsspannungskreis über einen Spannungswandler W' oder der Widerstand ϱ über einen Stromwandler W'' gespeist. Beide Fälle sind in Abb. 3 gestrichelt angedeutet. Wird das Übersetzungsverhältnis der Wandler W' und W'' mit $\ddot{u}'$ bzw. $\ddot{u}''$ bezeichnet, und sind die Fehler beider Wandler, sowie bei dem Stromwandler auch sein Eigenverbrauch vernachlässigbar klein, so ergeben sich die Gleichgewichtsbedingungen bei Verwendung des Spannungswandlers W' zu

$$\frac{1}{R_x} = \frac{s}{R\varrho' n \ddot{u}'} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\omega L_x} = \frac{\omega m}{R\varrho' n \ddot{u}'},$$

und bei Verwendung des Stromwandlers W'' zu

$$\frac{1}{R_x} = \frac{s\ddot{u}''}{R\varrho' n} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\omega L_x} = \frac{\omega m \ddot{u}''}{R\varrho' n}.$$

Die Gleichgewichtsbedingungen lassen erkennen, daß der Wirkleitwert $(1/R_x)$ der Bürde dem bei Stromlosigkeit des VG abgegriffenen Schleifdrahtwiderstand s und der Blindleitwert $(1/\omega L_x)$ der Bürde der eingestellten GI m proportional ist. Sind alle anderen Faktoren bekannt, so ist der Schleifdrahtwiderstand s ein Maß für die Wirkleistung und die GI m ein Maß für die Blindleistung der Bürde. Damit wäre die zu untersuchende Bürde ausreichend gekennzeichnet. In der Regel rechnet man jedoch mit der auf die Nennspannung bezogenen Scheinleistung und ihrem Leistungsfaktor $\cos\beta$. Die Auswertung der Messung wird daher zweckmäßigerweise ähnlich, wie bei der Stromwandlerbürdenmessung beschrieben, mit Hilfe besonderer Auswertetafeln vorgenommen.

Das beschriebene Meßverfahren ist wiederum eine reine Nullmethode; die Spannung geht nicht unmittelbar in die Messung ein. Durch passende Wahl der Schaltelemente lassen sich verschiedene Meßbereiche erzielen. Die Fehler des zu verwendenden Wandlers sollen möglichst klein sein; ebenso ist der Spannungsabfall des der Bürde vorgeschalteten Schaltungselementes möglichst klein zu halten, damit die auftretenden Fehler vernachlässigt werden können.

Ausführungen des Bürdenmessers.

Die in den Grundzügen beschriebenen Bürdenmeßverfahren sind unter dem Gesichtspunkt entwickelt, die Meßwandler-Prüfeinrichtung weitgehend zum Aufbau der Schaltung heranzuziehen. Die noch fehlenden Schaltelemente werden zweckmäßigerweise so weit wie möglich vereinigt und in einem einzigen Zusatzgerät untergebracht. Dabei ergeben sich verschiedene praktische Ausführungsmöglichkeiten. Die Firmen, die die Meßwandler-Prüfeinrichtung bauen, stellen auch dazu passende Zusatzgeräte her, die als Bürdenmesser bzw. Bürdenmeßgerät bezeichnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit soll nur kurz auf diese Geräte hingewiesen werden; Einzelheiten bringen die Beschreibungen bzw. Gebrauchsanweisungen der Firmen.

Die Geräte sind so ausgeführt, daß die den Schaltungen grundsätzlich anhaftenden Fehlerquellen bei der Messung von Wandlerbürden vernachlässigt werden können. Zu diesen Fehlerquellen treten noch die durch die Skalenteilungen der Meßwandler-Prüfeinrichtung und die durch die Auswertung der Meßergebnisse bedingten Unsicherheiten. Unter Berücksichtigung aller Fehlerquellen dürften die Fehler im allgemeinen einen Betrag von 1 Proz., bezogen auf den Endwert des jeweiligen Meßbereiches, kaum überschreiten. Messungen, die mit einem Gerät an Bürden bekannter Größe ausgeführt wurden, ergaben Fehler unter 1 Proz. Die Bürdenmesser reichen damit in ihrer Genauigkeit für die Bestimmung von Meßwandlerbürden nach Größe und Phase völlig aus.

Der Bürdenmesser der Hartmann & Braun A.-G., Frankfurt a. M.[1, 2])

Abb. 4 zeigt den Bürdenmesser, der in einem Holzkasten alle für die Bürdenmessung erforder-

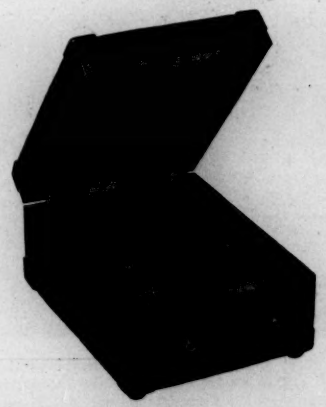


Abb. 4. Ansicht des H. & B.-Bürdenmessers.

1) Der konstruktive Entwurf geht auf Herrn Dipl.-Ing. A. Keller, Frankfurt a. M., zurück.
2) VDE-Fachberichte **8**, 55, 1936.

lichen Schaltelemente vereinigt. Es sind für Stromwandlerbürden von 5 und 1 A Nennstrom je 3 Meßbereiche für 5–25–125 VA und für

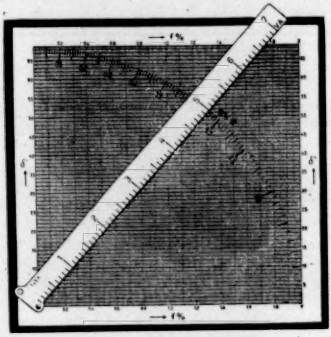


Abb. 5. Auswertetafel zum H. & B.-Bürdenmesser.

Spannungswandlerbürden von 100 und 110 V Nennspannung je 3 Meßbereiche für 10–50–250 VA vorgesehen. Abb. 5 zeigt die Auswertetafel mit einem der 6 beigegebenen Lineale. Als Abszisse ist die Prozentteilung, als Ordinate die Minutenteilung aufgetragen und ferner noch eine cos β-Teilung hinzugefügt. Das Lineal ist drehbar um den Nullpunkt angeordnet und trägt eine

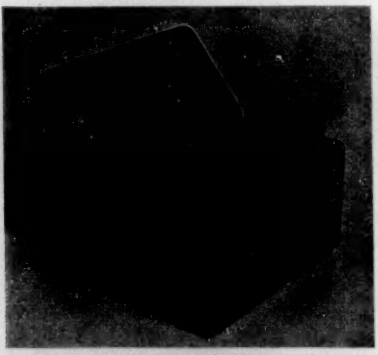


Abb. 6. Ansicht des S. & H.-Bürdenmeßgerätes.

VA-Teilung, die einem der gewählten Meßbereiche entspricht. Mit Hilfe des Lineals kann die Scheinleistung in VA und der cos β ohne jede Rechnung abgelesen werden.

Das Bürdenmeßgerät der Siemens und Halske A.-G., Berlin-Siemensstadt[1]).

Die für die Bürdenmessung erforderlichen Schaltelemente sind zu dem Bürdenmeßgerät vereinigt und in einem dem Äußeren der Wandler-Prüfeinrichtung angepaßten Blechgehäuse untergebracht. Für die Messung von Stromwandlerbürden sind 8 nach Scheinwiderständen abgestufte Meßbereiche vorgesehen, die mit 0,045–0,15–0,45–1,5–4,5–15–45–150 Ohm beziffert sind. Für die Messung von Spannungswandlerbürden sind 5 nach Scheinleitwerten abgestufte Meßbereiche vorgesehen, die mit 1,5–4,5–15–45–150 $\times 10^{-4}$ Siemens beziffert sind. Bezogen auf 100 V Nennspannung entsprechen diesen Stufen die Scheinleistungen von 1,5–4,5–15–45–150 VA. Abb. 6 zeigt eine Ansicht des Gerätes. Dem Gerät werden Auswertetafeln beigegeben, mit deren Hilfe der Scheinwiderstand bzw. der Scheinleitwert und der cos β aus den abgelesenen Werten gewonnen werden können.

1) Der Entwurf des Gerätes geht auf Herrn Dr.-Ing. W. Thal, Berlin-Siemensstadt, zurück.

Berlin-Charlottenburg, im Januar 1937.

(Eingegangen Januar 1937.)

Über die Wärmeleitfähigkeit von Kunststoffen.

Von S. Erk, A. Keller und H. Poltz.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

1. Technische Bedeutung der Wärmeleitfähigkeit von Kunststoffen.

Die Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit von Kunststoffen, besonders von Kunstharzen, hat in neuerer Zeit eine erhöhte technische Bedeutung gewonnen. In der Starkstromtechnik z. B. werden die Abmessungen von Maschinen und Geräten wesentlich bestimmt durch das Wärmeleitvermögen der Isolierstoffe, da es maßgebend ist für die bei einer bestimmten Leistung im Dauerzustand erreichte Übertemperatur der stromführenden Teile. Diese Übertemperatur stellt sich ein als Gleichgewicht zwischen der erzeugten Joule schen Wärme und der Wärmeabgabe an die Umgebung.

Das Streben nach Verminderung der Wärmeerzeugung durch Vergrößerung der stromführenden Querschnitte wird gehemmt durch die mit der Vergrößerung der Abmessungen verbundenen verschiedenartigen wirtschaftlichen und technischen Nachteile, sowie durch die gebotene

Sparsamkeit an wertvollen Werkstoffen. Erstrebenswerter ist es deshalb, eine Leistungssteigerung durch Beschleunigung der Wärmeabgabe des Gerätes an die Umgebung zu erreichen. Durch Verwendung gut wärmeleitender Isolierstoffe in Verbindung mit wärmetechnisch richtiger Gestaltung lassen sich auf diesem Wege erstaunliche Fortschritte erzielen[1]). Man wird dabei auch versuchen, möglichst große Wärmebeständigkeit der Isolierstoffe zu erreichen, da die Wärmeabgabe an die Raumluft mit steigender Übertemperatur der stromführenden Teile stark zunimmt.

2. Gesichtspunkte für technische Meßverfahren.

Zur planmäßigen Verbesserung der Wärmeleitfähigkeit von Isolierstoffen muß der Zusammenhang zwischen ihrer stofflichen und physikalischen Beschaffenheit und ihrer Wärmeleitzahl an einer größeren Anzahl von Typen untersucht werden. Hierzu ist ein Gerät erforderlich, das rasch und zuverlässig arbeitet. Die bisher verwendeten Meßverfahren erfordern, wenn sie leidlich genaue und vor allen Dingen zuverlässige Werte liefern sollen, erheblichen Zeitaufwand. Bei dem am häufigsten zu Absolutmessungen benutzten Einplattenverfahren strömt die Wärme von einem elektrischen Heizkörper senkrecht durch die Versuchsplatte an einen Kühlkörper. Aus der im Dauerzustand je Zeiteinheit erzeugten Wärmemenge, den Wärmeverlusten, den Abmessungen der Versuchsplatte und dem Temperaturunterschied zwischen ihren beiden ebenen Begrenzungsflächen kann man die Wärmeleitzahl errechnen. Bei diesem Verfahren ist jedoch die Einstellung des Dauerzustandes zeitraubend und die Bestimmung der Wärmeverluste schwierig[2]).

Eine große und dabei schlecht zu übersehende Fehlerquelle ist der Wärmeübergang zwischen der Versuchsplatte und den Heiz- und Kühlkörpern. Auch wenn man die Versuchsplatte mit einem Stoff von bekannter Wärmeleitfähigkeit aufkittet und dadurch das Auftreten unkontrollierbarer Luftschichten auszuschließen glaubt, kann es vorkommen, daß durch Temperaturspannungen während der Messung sich die Versuchsplatte von dem Heiz- oder Kühlkörper ablöst. Dies wurde z. B. bei der Untersuchung einer Platte aus Trolit in der kürzlich in dieser Zeitschrift beschriebenen Versuchseinrichtung[1]) beobachtet.

Es wurde deshalb an Stelle der Absolutmessung ein Vergleichsverfahren entwickelt, das die oben geschilderte Fehlermöglichkeit ausschaltet und außerdem eine wesentliche Vereinfachung und Abkürzung der Messungen sowie eine sehr einfache Berechnung des Endergebnisses gestattet, da hier anstatt der gleichbleibenden Leistung, deren genaue Bestimmung und Regelung schwierig ist, die Temperaturen fest vorgegeben sind und die Leistung nicht bekannt zu sein braucht. Als Vergleichsgrundlage wurde eine Glasplatte gewählt, deren Wärmeleitzahl nach dem Absolutverfahren bestimmt wurde.

3. Beschreibung der Versuchsanordnung.

Den wesentlichen Teil der Versuchseinrichtung zeigt Abb. 1. Die Wärme strömt von einem

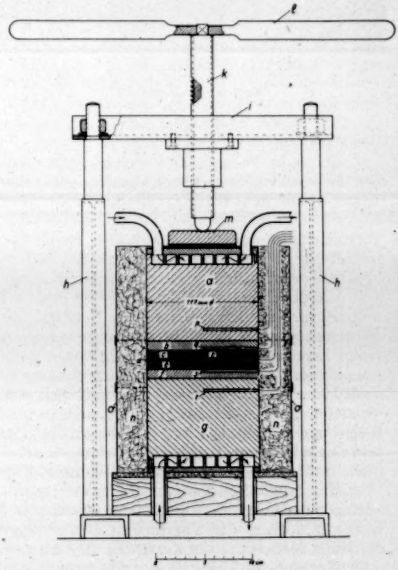


Abb. 1. Versuchseinrichtung.

Aluminiumzylinder *a*, in dessen oberes Ende Kanäle für eine Heizflüssigkeit eingefräst sind, nacheinander durch eine 10 mm dicke Kupferplatte *b*, die Versuchsplatte *c*, eine 2,5 mm dicke

1) A. Meißner, Elektrotechn. Zeitschr. **55**, 1193 u. 1218, 1934; Elektrotechnik u. Maschinenbau **53**, H. 25, 1935.

2) Vgl. S. Erk und A. Keller, Physik. Zeitschr. **37**, 353, 1936; M. Jakob, Zeitschr. f. Instrumentenkde. **44**, 108, 1924.

1) S. Erk und A. Keller, a. a. O.

Kupferplatte *d*, die Vergleichsplatte *e* und eine 10 mm dicke Kupferplatte *f* zu dem Aluminiumzylinder *g*, von dem sie durch Kühlwasser abgeführt wird. Die Platten und Zylinder werden mittels der kräftigen Säulen *h*, der Brücke *i* und der Spindel *k* mit Handrad *l* und Druckstück *m* zusammengepreßt. Der Wärmeschutz *n* (Packwatte) wird durch einen dreiteiligen Blechmantel *o* zusammengehalten. *p*, *q*, *r*, *s*, *t* sind Bohrungen für Thermoelemente.

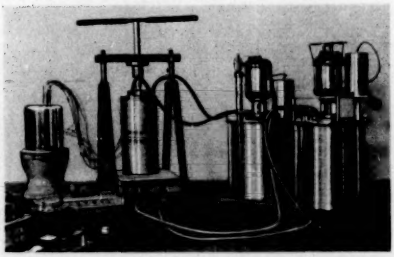


Abb. 2. Versuchseinrichtung bei abgenommenem Wärmeschutzmantel.

Abb. 2 zeigt die Versuchsanordnung bei abgenommenem Wärmeschutzmantel.

Auf beide Seiten der Versuchs- und Vergleichsplatte wird eine kleine Ölmenge gebracht, damit keine den Wärmeübergang hindernden Luftschichten zwischen den Platten bleiben. Die Wärmeleitzahl des Öls wurde mit der früher beschriebenen[1]) Meßanordnung bestimmt.

Die Temperatur der Heiz- und Kühlflüssigkeit wird durch je einen Höpplerschen Thermostaten[2]) unverändert gehalten. Die Temperaturschwankungen in den Thermostaten betragen einige Zehntel Grad und werden in den Aluminiumkörpern praktisch vollkommen gedämpft, so daß sie in den Bohrungen *p* und *t* mit den verwendeten Thermoelementen aus 0,2 mm dicken Eisen- und 0,25 mm dicken Konstantandrähten und einem Kompensator nach Lindeck-Rothe nicht mehr nachgewiesen werden konnten. Zur Bestimmung der Zeitdauer, nach der der Dauerzustand der Versuchseinrichtung erreicht ist, wurde mit Hilfe der Thermoelemente an den einzelnen Meßstellen der Gang der Erwärmung vom Beginn des Umlaufs der Heiz- und der Kühlflüssigkeit im Gerät an verfolgt. In Zahlentafel I sind die zu den einzelnen Zeiten gemessenen Temperaturen zusammengestellt. Wegen der Bezeichnungen vgl. Abb. 1. Man erkennt, daß nach einer halben Stunde der Wärmestrom stationär geworden ist. Bei dem Absolutverfahren ist hierzu etwa die vierfache Zeit erforderlich. Die Thermostaten wurden vor Beginn des Versuchs auf die eingestellte Temperatur gebracht.

Das spezifische Gewicht der untersuchten Stoffe wurde aus dem Gewicht der Platten und ihren Abmessungen berechnet, bei einem Teil der Platten wurde es außerdem durch Auftriebswägung bestimmt.

Zahlentafel I.

Erwärmungsverlauf an den Temperaturmeßstellen des Gerätes nach Beginn des Versuchs. Zimmertemperatur: 18,5° C.

Zeit in Minuten	Temperatur in °C an den Meßstellen				
	p	*q*	*r*	*s*	*t*
0	—	—	—	—	—
2,5	41,70	—	—	—	—
3,5	—	40,17	—	—	—
4,5	—	—	23,11	—	—
5,5	—	—	—	16,20	—
6,5	—	—	—	—	15,66
7	51,22	—	—	—	—
8	—	50,93	—	—	—
9	—	—	24,96	—	—
10	—	—	—	16,36	—
10,5	—	—	—	—	15,76
11,5	52,01	—	—	—	—
12	—	51,57	—	—	—
13	—	—	25,23	—	—
13,5	—	—	—	16,41	—
14,5	—	—	—	—	15,82
15,5	52,16	—	—	—	—
16,5	—	51,65	—	—	—
17	—	—	25,29	—	—
18	—	—	—	16,40	—
19	—	—	—	—	15,82
20,5	52,20	—	—	—	—
21,5	—	51,69	—	—	—
23	—	—	25,33	—	—
24	—	—	—	16,44	—
25	—	—	—	—	15,84
26	52,24	—	—	—	—
27	—	51,69	—	—	—
28,5	—	—	25,34	—	—
29,5	—	—	—	16,45	—
30	—	—	—	—	15,83
40	52,24	—	—	—	—
41	—	51,69	—	—	—

4. Eichung und Vorversuche.

Die als Vergleichsplatte benutzte Glasplatte aus der für wissenschaftliche Zwecke von der Firma Schott u. Gen., Jena bereitgehaltenen Schmelze Borkron 23890 war beiderseits plan geschliffen und poliert, hatte einen Durchmesser von 117 mm und eine Dicke von 5 mm. Ihre Wärmeleitfähigkeit wurde durch zahlreiche sorgfältige Messungen nach dem Absolutverfahren in dem Temperaturbereich von 20–100° C bis

1) S. Erk und A. Keller, a. a. O.

2) Hersteller Gebr. Haake, Chemische Fabrik, Medingen bei Dresden.

auf eine Ungenauigkeit von $\pm 0{,}5$ Proz. bestimmt. In der Zahlentafel II sind die gemittelten Werte angegeben.

Zahlentafel II.
Wärmeleitfähigkeit des Borkronglases 2389o.

t	λ	t	λ
°C	$\frac{\text{kcal}}{\text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{Grad}}$	°C	$\frac{\text{kcal}}{\text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{Grad}}$
20	$0{,}92_8$	70	$0{,}97_8$
30	$0{,}94_6$	80	$0{,}98_2$
40	$0{,}95_9$	90	$0{,}98_6$
50	$0{,}96_8$	100	$0{,}98_9$
60	$0{,}97_4$		

Da die Wärmeleitfähigkeit der Glasplatte ein Mehrfaches von derjenigen der meisten untersuchten Stoffe beträgt, mußte mit Rücksicht auf die Ungenauigkeit in der Temperaturmessung der Temperaturunterschied zwischen den beiden Thermostaten so groß gewählt werden, daß auch bei schlecht leitenden Kunstharzen an der Glasplatte noch ein ausreichendes Temperaturgefälle vorhanden war. Ferner sollte der Kühlthermostat mit Rücksicht auf bequeme Handhabung bei einer Temperatur betrieben werden, die zu jeder Jahreszeit durch Kühlung mit Leitungswasser sicher einzuhalten war. Aus diesen Erwägungen heraus wurde der Heizthermostat auf 54° C, der Kühlthermostat auf 14° C eingestellt.

Vergleichende Absolut- und Relativmessungen an verschiedenen Kunstharzplatten zeigten, daß der durch die Nichtberücksichtigung der Wärmeverluste beim Vergleichsverfahren entstehende Meßfehler sich nicht herausheben, wenn man eine zweite Messung mit vertauschter Glas- und Kunstharzplatte ausführt und aus beiden Messungen das Mittel nimmt. Dies ist auch nur dann zu erwarten, wenn sich die Temperatur des Heizthermostaten um ebensoviel über der Zimmertemperatur befindet, wie diejenige des Kühlthermostaten darunter ist. Die Versuche ergaben, daß es am günstigsten ist, die Glasplatte im Sinne des Wärmestroms hinter die Versuchsplatte zu legen. (Über die durch die Wärmeverluste bedingte Korrektur vgl. Abschnitt 6.)

5. Auswertung der Versuche.

Ist F die Fläche der Versuchsplatte, d ihre Dicke und Δt der Temperaturunterschied zwischen ihren beiden ebenen Endflächen und verwendet man für die Vergleichsplatte die gleichen Bezeichnungen mit dem Zeiger g, so läßt sich die Wärmeleitzahl λ der Versuchsplatte berechnen aus der Beziehung

$$\frac{\lambda}{\lambda_g} = \frac{(\Delta t)_g}{\Delta t} \cdot \frac{d}{d_g} \cdot \frac{F_g}{F}, \qquad (1)$$

wenn wir für den Augenblick die Wärmeverluste unberücksichtigt lassen. Dabei sind folgende Voraussetzungen gemacht:

a) Die Flächen F und F_g sind gegeneinander und gegen die Flächen der Kupferplatten b, d und f (Abb. 1) nur wenig verschieden. Dies ist leicht mit vorgeschriebener Genauigkeit zu erfüllen.

b) Die in den Bohrungen q, r und s gemessenen Temperaturen unterscheiden sich nur um vernachlässigbar kleine Beträge von den entsprechenden Temperaturen der Plattenoberflächen. Auch diese Voraussetzung ist sicher erfüllt, wenn das Verhältnis $\frac{\lambda}{d}\left(\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot \text{Grad}}\right)$ der Versuchsplatte den Wert 500 nicht übersteigt, da dann unter den bei uns vorliegenden Verhältnissen der durch die Ungenauigkeiten in der Messung der Temperaturunterschiede entstehende Gesamtfehler nicht wesentlich größer als 1 Promille wird. $\frac{\lambda}{d}$ war stets erheblich kleiner als 500 (vgl. auch Zahlentafel III), da die untersuchten Platten schon aus meßtechnischen Gründen eine Mindestdicke von 2 mm haben mußten und alle beobachteten Wärmeleitzahlen kleiner als 1 waren.

6. Korrekturen.

Der Temperaturabfall in den einzelnen Ölschichten wurde zunächst in der Weise berücksichtigt, daß die durchschnittlichen Dicken der Ölschichten nach dem Versuch durch Wägung ermittelt, hieraus mit Hilfe der vorher gemessenen Wärmeleitzahl des benutzten Mineralöls $\left(\lambda \sim 0{,}110 \frac{\text{kcal}}{\text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{Grad}}\right)$ der Temperaturabfall im Öl berechnet und von Δt bzw. $(\Delta t)_g$ abgezogen wurde. Da sich zeigte, daß die Berichtigung für $(\Delta t)_g$ immer ungefähr 2 Proz., diejenige für Δt aber 3–6 Proz. von $(\Delta t)_g$ ausmachte, wurde späterhin auf die Ölwägung verzichtet. Statt dessen wurde von $(\Delta t)_g$ stets ein Betrag von 2 Proz. abgezogen. Die Verbesserung der Werte für Δt wurde in der Weise vorgenommen, daß die Kunstharzplatten zunächst gemäß den Ergebnissen der Dickenmessung und dem Befunde am Schlusse des Versuchs beim Auseinandernehmen der Plattensäule (Abschätzung der Ölmenge zwischen der Kunstharzplatte und den benachbarten Kupferplatten) je nach der Ebenheit ihrer Oberflächen und damit der Menge des darauf befindlichen Öls in drei Klassen eingeteilt, und danach je nach der Klasse 0,028 $(\Delta t)_g$ bzw. 0,042 $(\Delta t)_g$ bzw. 0,056 $(\Delta t)_g$ von Δt in Abzug

gebracht wurden. Die letzteren Zahlen sind Erfahrungswerte, die sich durch Mittelung aus den bei den ersten Messungen ausgeführten Ölwägungen ergaben. Die Klasseneinteilung läßt sich durch Zahlenangaben allein nicht festlegen, da die Form der Unebenheiten eine maßgebende Rolle spielt. Grobe Unebenheiten, z. B. Erhöhungen der Plattenoberfläche von mehreren Zehntel Millimetern, mußten durch Abschaben oder, wenn sie ausgedehnter waren, durch Abschleifen der ganzen Oberfläche beseitigt werden, da sonst während der Messung ein Teil des Öls aus den Plattenzwischenräumen herausfloß, was sich darin bemerkbar machte, daß die Temperaturen an den Meßstellen nicht gleichblieben. Eine Änderung der Wärmeleitzahl der Platten durch das Entfernen von Teilen der Preßhaut beim Abschleifen konnten wir nicht feststellen.

Da der durch die Wärmeverluste hervorgerufene Fehler sich durch Rechnung nicht mit ausreichender Genauigkeit erfassen läßt, wurde er durch sehr sorgfältige vergleichende Absolut- und Relativmessungen an Platten mit möglichst verschiedenen Wärmeleitzahlen und Dicken ermittelt. Das Ergebnis dieser Messungen zeigt Zahlentafel III. Darin bezieht sich der Zeiger r auf die Relativmessungen, der Zeiger a auf die Absolutmessungen.

Zahlentafel III.

Vergleich der Relativ- und Absolutmessungen.

1	2	3	4	5	6
Kunststoff Nr.	d mm	λ_a kcal / m · h · Grad	λ_r kcal / m · h · Grad	$\frac{\lambda_r}{d}$ kcal / m² · h · Grad	$\frac{\lambda_r - \lambda_a}{\lambda_a}$ Proz.
1	3,000	0,2447	0,2460	82,0	+ 0,5
2	3,297	0,2943	0,2930	88,9	− 0,4
3	4,190	0,2409	0,2450	58,5	+ 1,7
4	4,618	0,7697	0,7792	168,7	+ 1,2
5	10,063	0,5759	0,5854	58,2	+ 1,6
6	5,240	0,1625	0,1646	31,4	+ 1,3

Da sich keine Abhängigkeit der Zahlen in Spalte 6 von den Werten für d, für λ oder auch — was auf Grund von Überlegungen am ehesten zu erwarten wäre — für $\frac{\lambda}{d}$ zeigt, wurde aus Spalte 6 der Mittelwert gebildet (+ 1,0 Proz.) und als Berichtigung für die Wärmeverluste von den aus den Vergleichsmessungen berechneten Wärmeleitzahlen abgezogen. Diese Korrektur gilt natürlich nur für die bei der vorliegenden Untersuchung benutzten Thermostatentemperaturen.

7. Abschätzung der Meßfehler.

Wie wiederholte Versuche an der gleichen Platte zeigten, sind die einzelnen Messungen mit einer Ungenauigkeit von wenigen Promille reproduzierbar. Von derselben Größe ist der Fehler in der Ausmessung der Platten, wenn man bei den dünneren und weniger ebenen Platten die mittlere Dicke mit Hilfe des durch Auftriebswägung ermittelten spezifischen Gewichtes berechnet. Der durch die Wärmeverluste hervorgerufene Fehler wird nach Anbringen der Verbesserung auf höchstens 0,6 Proz. geschätzt. Die Abschätzung des Temperaturabfalls in den Ölschichten ist, wenn man das in Abschnitt 6 beschriebene Verfahren anwendet, mit einem Fehler bis zu 0,8 Proz. behaftet. Hierbei ist zu beachten, daß der Temperaturabfall an der Versuchsplatte fast immer erheblich größer ist als an der Glasplatte. Unter Berücksichtigung aller Fehlerquellen wird die Unsicherheit in der Wärmeleitzahl auf ± 2 Proz. geschätzt.

8. Meßergebnisse.

In Zahlentafel IV sind die spezifischen Gewichte und die Wärmeleitzahlen von 36 untersuchten Kunststoffen zusammengestellt unter gleichzeitiger Angabe ihrer Zusammensetzung, der Rohstoffgrundlage, der Herstellungsbedingungen und sonstiger Merkmale. Da Stoffe gleicher Zusammensetzung von verschiedenen Herstellern, auch wenn ihre Herstellungsbedingungen annähernd dieselben sind, nicht ohne weiteres miteinander verglichen werden können, ist die Zahlentafel nach den Herstellern geordnet.

Mit Rücksicht auf die neuerdings befürwortete[1]) Verwendung des Wärmewiderstandes bei elektrotechnischen Rechnungen ist in Spalte 15 auch diese Größe neben der Wärmeleitzahl aufgeführt.

1) H. Batsch und A. Meißner, Zeitschr. techn. Phys. **17**, 283, 1936 und A. Meißner, S. 395, Fußnote 1.

Da der Zusammenhang zwischen der Wärmeleitzahl und den mengenmäßigen Anteilen von Harz und Füllstoff für aus gleichen Stoffen aufgebaute Kunstharze aus den Beispielen Nr. 1–4 der Zahlentafel IV nicht klar zu ersehen ist, wurden die gleichen Kunststoffe noch einmal vom Hersteller geliefert, außerdem noch zwei weitere Körper von anderer Zusammensetzung. Leider waren diese Platten alle in der Mitte erheblich dicker als am Rande und überdies ziemlich stark durchgebogen. Ein einwandfreies Abschleifen hätte die Dicke der Platten über das zulässige Maß hinaus verringert. Die Messungen, deren Ergebnisse in Zahlentafel V zusammengestellt sind, ließen sich daher nicht in völlig einwandfreier Weise durchführen und können nicht das gleiche Maß von Genauigkeit beanspruchen wie die übrigen. Aus diesem Grunde läßt sich nicht sicher entscheiden, ob die Unterschiede in den Ergebnissen der Zahlentafel IV und V — die entsprechenden Wärmeleitzahlen in Zahlentafel V sind alle kleiner — auf Meßfehlern beruhen, oder durch Änderung der Herstellungsbedingungen (Verwendung einer anderen Presse!) hervorgerufen sind. Immerhin zeigen die Zahlen der Zahlentafel V denselben Verlauf wie die entsprechenden Zahlen in Zahlentafel IV.

Zahlentafel VI endlich bringt die Meßergebnisse an einigen Kunstharzen, die teilweise schon bei Zimmertemperatur gummiartige Beschaffenheit haben. Da auch bei sehr geringem Zusammenpressen diese Versuchsplatten etwas zwischen den Kupferplatten herausquollen, wurde der überstehende Teil der Platten genau bis auf den Durchmesser der Kupferplatten entfernt und die Dicke der Versuchsplatten am Schluß der Messung aus Gewicht und spezifischem Gewicht berechnet. Die Ölmenge wurde hier durch Wägung ermittelt.

9. Besprechung der Meßergebnisse.

Zahlentafel IV läßt erkennen, daß mit der Dichte auch die Wärmeleitfähigkeit der Preßstoffe steigt, wie z. B. die beiden Reihen von Hartpapieren (Nr. 17–20 und 29–32) zeigen, von denen die erste unter höherer Preßtemperatur und höherem Preßdruck hergestellt wurde. Die Phenol- und Harnstoffpreßstoffe besitzen, soweit sie organische Füllstoffe haben oder füllstofffrei sind, nicht sehr verschiedene Wärmeleitzahlen. Sie haben alle größenordnungsmäßig die Wärmeleitzahl $0{,}27\ (\pm 0{,}06)\ \frac{\text{kcal}}{\text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{Grad}}$. Anorganische Füllstoffe setzen die Wärmeleitfähigkeit auf das Zwei- bis Dreifache herauf. Bei den Preßmischungen aus Phenolharz und Holzmehl (vgl. Zahlentafel V und Nr. 1–4 in Zahlentafel IV) steigt die Wärmeleitfähigkeit mit wachsendem Gehalt an Holzmehl. Ob in der Gegend von 40 Gewichtsprozenten Harz ein Höchstwert der Dichte und Wärmeleitzahl auftritt, ist an Hand der Meßergebnisse nicht mit Sicherheit zu entscheiden[1]). Immerhin wäre es erwünscht, diese Frage weiter zu verfolgen, sowie allgemein die Anwendbarkeit der Mischungsregel, den Einfluß von Form, Größe und Größenstreuung der Füllstoffteilchen und den Einfluß stark oberflächenaktiver Füllstoffe zu untersuchen.

Genaue zahlenmäßige Angaben über den Einfluß der einzelnen Faktoren auf die Wärmeleitzahl der Kunststoffe lassen sich auf Grund der vorliegenden Untersuchung noch nicht machen. Die Schwierigkeiten liegen nicht nur in der Vielzahl der Einflüsse, sondern noch mehr darin, daß diese Einflüsse infolge der technischen Erzeugung der Versuchskörper teilweise nur ungenau, teilweise überhaupt nicht übersehen werden können. So sind z. B. bei der technischen Herstellung der Kunstharze weder die Mengenanteile der Ausgangsstoffe noch die Herstellungsbedingungen wie Preßdruck, Preßtemperatur usw. mit einer für wissenschaftliche Zwecke ausreichenden Genauigkeit festgelegt. Man wird daher für eine planmäßige Erforschung der Zusammenhänge zwischen Aufbau, Erzeugungsbedingungen und Stoffeigenschaften die Versuchskörper im Laboratorium selbst herstellen müssen.

Außerdem beeinflussen eine ganze Reihe von Faktoren die Ergebnisse, die in die Zahlentafeln nicht aufgenommen werden konnten, weil sie teils von den Herstellern geheimgehalten werden, wie z. B. die Anwendung von Katalysatoren bei der Erzeugung der Harze, teils aber auch den Herstellern gar nicht genügend genau bekannt sind, wie etwa Verunreinigungen der technischen Ausgangsstoffe, die selbst wieder die einzelnen chemischen Reaktionen katalytisch beeinflussen können, oder etwa Schwankungen in der Beschaffenheit der Füllstoffe. Es wäre deshalb wünschenswert, auch ungefüllte Kunstharze zu untersuchen, die aus möglichst reinen Grundstoffen möglichst einfach aufgebaut werden sollten, so daß man einigermaßen sichere Vorstellungen über ihren molekularen Bau und

[1]) Anmerkung bei der Korrektur: Wie der Hersteller der in Zahlentafel V aufgeführten Platten nachträglich mitteilt, enthalten die Preßmassen 3 bis 6 außer Holzmehl noch geringe andere Zusätze, so daß die Worte der Zeilen 1 und 2 in Spalte 13 und 14 mit denen der übrigen Zeilen nicht ohne weiteres verglichen werden dürfen. Außerdem ist es möglich, daß die untersuchten Platten der Masse 2 Luft eingeschlossen enthielten.

Zahlentafel IV.

Wärmeleitfähigkeit von Kunststoffen.

1	2	3	4	5	6	7	8
Lfd. Nr.	Hersteller	Typ	Art des Kunststoffes	Rohstoffgrundlage	Übergangsstufe des Harzes vor dem Härten	Harzanteil Gewichtsproz.	Füllstoff
1	A	S	Härtbare Preßmasse	Phenol	Novolak	30	Holzmehl
2	A	S	„ „	„	„	40	„
3	A	S	„ „	„	„	50	„
4	A	S	„ „	„	„	60	„
5	A	S	„ „	Phenol-Kresol	„	40	„
6	A	S	„ „	„ „	„	50	„
7	A	1	„ „	Phenol	„	30	Asbestfaser
8	A	M	„ „	„	„	35	Asbestgespinst
9	A	1	„ „	„	„	30	Deutsches Mineralmehl
10	A	1	„ „	„	„	30	„ „
11	B	K	Härtbare Preßmasse	Harnstoff	Harnstoffharz	60	Zellstoff
12	B	K	„ „	„	„	60	„
13	B	—	Nichthärtb. Preßmasse	Styrol	Polystyrol	100	—
14	B	—	„ „ „	„	„	50	Quarzmehl
15	B	—	Härtbare Gußmasse[1]	Phenol	Resol	100	—
16	B	—	„ „ [2]	„	„	100	—
17	B	—	Hartpapier	Kresol	„	35	Papier (Natronzellulose)
18	B	—	„	„	„	30	„ „
19	B	—	„	„	„	40	„ „
20	B	—	„	„	„	50	„ (Baumwolle)
21	B	—	Hartgewebe, fein	„	„	50	Baumwollgewebe, grob
22	B	—	„ grob	„	„	50	„ fein
23	C	M	Härtbare Preßmasse	Phenol	Novolak	32,5	Asbestgespinst
24	D	S	Härtbare Preßmasse	Phenol	Novolak	50	Holzmehl
25	D	S	„ „	Phenol-Kresol	„	40	„
26	D	1	„ „	Phenol	„	40	anorganische Füllstoffe
27	D	1	„ „	„	„	40	Asbestfaser
28	D	T	„ „	„	„	50	Gewebeschnitzel
29	E	—	Hartpapier	Phenol-Kresol	Resol	38	Papier (Natronzellulose)
30	E	—	„	„	„	38	„ „
31	E	—	„	„	„	46	„ „
32	E	—	„	„	„	60	„ (Baumwolle)
33	E	—	Hartgewebe	„	„	50	Baumwollgewebe
34	E	—	„	„	„	50	Baumwoll- und Kunstfasergewebe
35	E	—	Heizmikanit	Glimmer mit weniger als 3% Bindemittel			
36	F	—	Mikalex	gesintertes Bleiglas- und Glimmerpulver			

1) Elfenbeinfarben. — 2) Glasklar.

Zahlentafel IV.

Wärmeleitfähigkeit von Kunststoffen (Fortsetzung).

9	10	11	12	13	14	15	16	17
Preß- bzw. Form-temperatur °C	Preß-druck kg/cm²	Preß- bzw. Härtezeit min	Kühlzeit h	Spezi-fisches Gewicht	Wärme-leitzahl kcal / m h Grad	Spezifischer Wärme-widerstand cm · Grad / Watt	Mittlere Versuchs-Tempe-ratur °C	Lfd. Nr.
165	300	10	keine	1,393	0,295	292	39	1
165	300	10	„	1,447	0,303	284	39	2
165	300	10	„	1,339	0,266	323	39	3
165	300	10	„	1,330	0,262	328	39	4
165	300	10	„	1,465	0,268	321	39	5
165	300	10	„	1,322	0,254	339	38	6
165	300	10	„	1,873	0,771	112	42	7
165	300	10	„	1,874	0,690	125	42	8
165	300	10	„	1,837	0,712	121	42	9
165	300	10	„	1,971	0,520	165	42	10
145	100	10	—	1,487	0,303	284	39	11
145	100	10	—	1,489	0,315	273	39	12
125	100	sofort 2 h gekühlt		1,053	0,135	637	36	13
100	100	„ 2 h „		1,509	0,348	247	39	14
—	gegossen	3 Tage bei 80°	—	1,310	0,237	363	38	15
—	„	3 „ „ 80°	—	1,321	0,225	382	38	16
160	120	70	2	1,389	0,245	351	38	17
160	120	70	2	1,397	0,255	337	38	18
160	120	70	2	1,381	0,243	354	38	19
160	120	70	2	1,367	0,262	328	39	20
160	120	70	2	1,321	0,298	289	38	21
160	120	70	2	1,324	0,290	297	40	22
170	350	10	—	1,824	0,663	130	41	23
165	500	10	—	1,386	0,270	319	40	24
165	500	10	—	1,370	0,291	296	40	25
150	500	10	—	1,721	0,613	140	43	26
160	500	10	—	1,776	0,501	172	42	27
165	500	10	—	1,408	0,327	263	41	28
150	100	—	—	1,368	0,230	374	40	29
150	100	—	—	1,360	0,230	374	40	30
150	100	—	—	1,331	0,210	410	40	31
150	100	—	—	1,332	0,244	353	41	32
150	100	—	—	1,326	0,287	300	41	33
150	100	—	—	1,313	0,299	288	41	34
—	—	—	—	2,479	0,205[3])	420[3])	41	35
400–700	600–1000	—	—	3,469	0,580	148	41	36

3) Versuchswerte ungenau mit Rücksicht auf die geringe Dicke der Platten.

Zahlentafel V.

Einfluß des Füllmittelgehaltes auf die Wärmeleitfähigkeit von Kunststoff S.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14		15
Laufende Nummer	Hersteller	Typ	Art des Kunststoffes	Rohstoffgrundlage	Art des Ausgangsharzes	Harzanteil Gewichts-Prozent	Füllstoff	Preß- bzw. Formtemperatur °C	Preßdruck kg/cm²	Preß- bzw. Härtezeit min	Kühlzeit h	Spezifisches Gewicht	Wärmeleitzahl kcal m · h · Grad	bei Temperatur von °C	Laufende Nummer
1	*A*	S	Härtbare Preßmasse	Phenol	Novolak	20	Holzmehl	165	300	10	keine	1,404	0,278	39	1
2	*A*	S	„ „	„	„	30	„	165	300	10	„	1,387	0,264	39	2
3	*A*	S	„ „	„	„	40	„	165	300	10	„	1,449	0,278	39	3
4	*A*	S	„ „	„	„	50	„	165	300	10	„	1,348	0,254	39	4
5	*A*	S	„ „	„	„	60	„	165	300	10	„	1,323	0,233	39	5
6	*A*	S	Härtbares Preßharz	„	„	97	—	165	300	10	„	1,279	0,202	39	6

Zahlentafel VI.

Wärmeleitfähigkeit von Polyakrylsäureharzen verschiedener Härtegrade.

1	2	3	4	5	6	7
Lfd. Nr.	Art und Zusammensetzung des Kunststoffes	Härtegrad	Spezifisches Gewicht	Wärmeleitzahl kcal / m · h · Grad	Spezifischer Wärmewiderstand cm · Grad/Watt	Bei Temperaturen von °C
1	Polyakrylsäureester mit organischen Lösungsmitteln	sehr weich	1,131	0,155	555	36
2		weich	1,214	0,167	515	36
3		hart	1,125	0,152	566	36
4		sehr hart	1,187	0,165	521	36

Ordnungszustand besitzen könnte. Die vorgesehene Erweiterung der Untersuchung auf höhere Temperaturen, die für die Verwendung der Kunstharze wichtig ist; muß leider zunächst wegen Wegganges der Mitarbeiter zurückgestellt werden.

Zusammenfassung.

Ein Gerät wird beschrieben, mit dem durch Vergleichsmessung die Wärmeleitfähigkeit schlecht leitender fester Körper in Plattenform schnell und sicher bestimmt werden kann. Als Vergleichsplatte diente eine Platte aus dem Glase Borkron 23890 (Schott u. Gen., Jena), deren Wärmeleitfähigkeit nach einem früher beschriebenen Absolutverfahren zwischen 20 und 100° C mit einem Fehler von $\pm 1/2$ Proz. bestimmt wurde. Die Fehlerquellen des Vergleichsverfahrens werden eingehend besprochen und abgeschätzt. Die Unsicherheit beträgt unter den vorliegenden Meßbedingungen ± 2 Proz.

Es werden die Dichten und Wärmeleitzahlen von insgesamt 46 Kunststoffen mitgeteilt und die Meßergebnisse auf allgemeine Zusammenhänge hin untersucht. Zur planmäßigen Aufklärung der Einflüsse von Aufbau und Herstellungsbedingungen der Kunststoffe auf ihre Werkstoffeigenschaften müssen die Versuchskörper im Laboratorium unter genau bekannten Bedingungen hergestellt werden.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Bewilligung zweier Stipendien, dem Verein Deutscher Ingenieure für die Überlassung von Mitteln für die Beschaffung von Geräten.

Berlin-Charlottenburg, im Februar 1937.

(Eingegangen 27. Februar 1937.)

Über die Streuung langsamer Neutronen an Atomgittern.

Von G. C. Wick.

Die Theorie der Streuung langsamer Neutronen an Kristallgittern ist bis jetzt meines Wissens keiner eingehenden Untersuchung unterworfen worden[1]). Dies hat zum Teil seinen Grund darin, daß die Ergebnisse einer derartigen Untersuchung wegen der großen Analogie mit dem entsprechenden Problem bei Röntgenstrahlen ziemlich trivial erscheinen.

Es scheint mir jedoch, daß diese Anschauung nur betreffs der kohärenten[2]) Streuung (d. h. Streuung ohne Energieverlust, wobei also keine Schallquanten beteiligt sind) zu Recht besteht, während bei der inkohärenten Streuung wegen der viel kleineren Energie der Neutronen ganz neuartige Züge auftreten.

Es sei noch bemerkt, daß die Streuung mit Energieverlust in Anbetracht des Problems der „Verlangsamung" der Neutronen (bis zum thermischen Gleichgewicht) von Interesse sein kann. Diese Seite des Problems wollen wir jedoch nur kurz streifen.

Die Laue-Streuung der Röntgenstrahlen hört bekanntlich dann auf, sobald die Wellenlänge λ größer als die doppelte Gitterkonstante $2d$ wird. Danach wird z. B. gewöhnliches Licht in einem vollkommen geordneten Kristallgitter überhaupt nicht gestreut. In Wirklichkeit findet man auch bei $\lambda > 2d$ eine kleine Streuung, die von der thermischen Unordnung herrührt (Debyescher Temperatureffekt bei Röntgenstrahlen). Diese Streuung ist jedoch in gewissem Sinne als inkohärent anzusehen; außerdem verschwindet sie bei tiefen Temperaturen nicht vollständig (Stokessche Linien im Ramaneffekt).

Im Falle der Neutronen herrschen ganz andere Verhältnisse. Betrachten wir zunächst einen vollkommen „kalten" Kristall, so daß keine Gitterschwingung angeregt ist. Dann haben wir nur solche Streuprozesse zu betrachten, bei denen ein Schallquant erzeugt wird[3]).

Bei einem solchen Prozeß besteht bekanntlich die sogenannte Impulsbedingung[1]):

$$\mathfrak{p}_1 - \mathfrak{p} = h\mathfrak{s}\,, \tag{1}$$

wobei $\mathfrak{p}$ und $\mathfrak{p}_1$ die Impulsvektoren des Neutrons vor bzw. nach dem Stoß sind; $\mathfrak{s}$ ist ein Vektor, der die Bewegungsrichtung des Schallquants angibt und der Größe nach der reziproken Schallwellenlänge gleich ist:

$$s = |\mathfrak{s}| = \frac{1}{\lambda_s}\,. \tag{2}$$

Da gleichzeitig wegen der Energieerhaltung:

$$\frac{p_1^2}{2m} + h\nu_s = \frac{p^2}{2m} \tag{3}$$

ist, so muß, wie man leicht sieht, die Bedingung:

$$p > \frac{h}{2\lambda_s} + m\nu_s\lambda_s \tag{4}$$

erfüllt sein, damit der Streuprozeß möglich ist.

Wenn man, wie es oft getan wird, das Produkt $\nu_s\lambda_s$ einer konstanten „Schallgeschwindigkeit" V gleichsetzt, so bekommt man das auffallende Resultat, daß für $p < mV$ überhaupt keine Streuprozesse möglich sind. Wegen der hohen Werte der Schallgeschwindigkeit in vielen Stoffen wäre diese Grenze bei thermischen Neutronen schon erreicht. Es ist ohne weiteres einzusehen, welche wichtigen Konsequenzen dieses Ergebnis für das Problem der „Verlangsamung" haben könnte.

Das Argument scheint im wesentlichen auf der Betrachtung langer Wellen zu beruhen; so daß die gemachte Annahme berechtigt erscheint; das ist aber keineswegs der Fall. Wie unten gezeigt wird, lautet die richtige Bedingung:

$$p \leq \frac{h}{2d} \qquad \text{oder} \qquad \lambda > 2d\,, \tag{5}$$

damit überhaupt keine Zusammenstöße möglich sind[2]). Das ist genau dieselbe Bedingung, die für die kohärente Streuung gilt.

Es gibt selbstverständlich keine derartige Bedingung für die Prozesse, wobei Schallquanten absorbiert werden. Diese Prozesse werden aber mit abnehmender Temperatur des Kristalls immer seltener. Eine quantitative Diskussion zeigt, daß für Neutronen, deren Wellenlänge größer als die doppelte Gitterkonstante ist, ein Kristall schon bei praktisch erreichbaren Temperaturen vollkommen „durchsichtig" wird

1) Vgl. jedoch Elsasser, C. R. **202**, 1029, (1936);

2) Es ist zweckmäßig hier eine ganz scharfe Unterscheidung zwischen kohärenter und inkohärenter Streuung zu treffen; d. h. es darf keine noch so kleine Frequenz- (Energie-) Änderung vernachlässigt werden.

3) In einer ausführlicheren Arbeit, die ich an anderer Stelle zu veröffentlichen hoffe, sollen auch höhere Prozesse behandelt werden. Derartige Stöße spielen, wie Fermi gezeigt hat, für Neutronen mäßiger Energie eine wichtige Rolle.

1) L. Brillouin, Annales de Phys. **17**, 88, 1922; F. Bloch, Zeitschr. f. Phys. **52**, 555, 1928; R. Peierls, Ann. d. Phys. (5). **4**, 121, 1930.

2) Für Neutronen überwiegt die Bedingung $\lambda > 2d$ im allgemeinen $p < mV$, während für leichte Teilchen (Elektronen, Lichtquanten) das Gegenteil gilt.

(wenn man von einer eventuell vorhandenen echten Absorption absieht).

1. Wir wollen zunächst die Bedingung (4) näher erörtern. Hierzu müssen wir zunächst zu der Gleichung (1) zurückkehren. Wie Peierls gezeigt hat, muß diese Gleichung dadurch ergänzt werden, daß man auf der rechten Seite einen Vektor hinzufügt, dessen Komponenten beliebige ganzzahlige (positive oder negative) Vielfache von h/d sind[1]). Rein formal kann das auch dadurch ausgedrückt werden, daß man den Ausbreitungsvektor $\mathfrak{s}$ entsprechend unbestimmt läßt. Das entspricht der bekannten Unbestimmtheit, welche der Definition der Wellenlänge einer Schallwelle wegen der diskreten Struktur der Materie anhaftet.

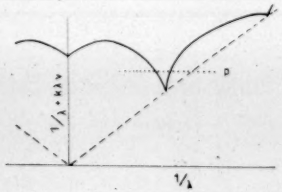
Wegen der Endlichkeit des Schwingungsspektrums des Kristalls sind gewöhnlich die Werte der Komponenten des Vektors $\mathfrak{s}$ im Bereich von $-\frac{1}{2d}$ bis $+\frac{1}{2d}$ enthalten. Nach unserer Voraussetzung können sie das ganze Intervall von $-\infty$ bis $+\infty$ durchlaufen.

In dieser Weise können wir die Gleichung (4) unberührt lassen, ohne jedoch dabei zu vergessen, daß die Frequenz ν_s jetzt eine periodische Funktion der drei Komponenten von $\mathfrak{s}$ ist $\left(\text{Periode } \frac{1}{d}\right)$.

Wir erörtern die Ungleichung (4) an Hand der Figur, worin das rechte Glied der Ungleichung als Funktion von s_x (für $s_y = s_z = 0$) eingetragen ist. Die gestrichelte Gerade stellt die Funktion $\frac{h}{2\lambda_s}$ dar. Es ist ziemlich leicht, sich das vollständige Bild der Funktion im dreidimensionalen Raum der Variabeln s_x, s_y, s_z vorzustellen. Die Funktion hat im Koordinatenursprung ein spitzes Minimum, dazu aber noch andere sechs untereinander gleiche Minima in den Punkten:

$$\left(\pm\frac{1}{d}, 0, 0\right), \quad \left(0, \pm\frac{1}{d}, 0\right), \quad \left(0, 0, \pm\frac{1}{d}\right);$$

die weiteren Minima sind weniger interessant.



1) Koordinatenachsen parallel den Symmetrieachsen des (kubischen) Gitters!

Die Frage ist nun, welches das absolute Minimum ist. Man findet, daß in fast allen Fällen das zentrale Minimum merklich höher als die seitlichen Minima $\frac{2d}{h}$ liegt[2]).

Man sieht also, daß, sobald $p > \frac{h}{2d}$ ist, gewisse Streuprozesse, welche den von Peierls für Elektronen behandelten „Umklapp-Prozessen" entsprechen, möglich werden.

2. Wir gehen jetzt zu einer quantitativen Abschätzung der Stoßwahrscheinlichkeiten in gewissen Fällen über. Das kann nach dem üblichen Schema der Diracschen Störungstheorie geschehen.

Es sei mir jedoch erlaubt, auf eine etwas andere Methode, wodurch die Analogie zu den bekannten Ansätzen der elektromagnetischen Theorie besser zum Ausdruck kommt, kurz hinzuweisen.

Betrachten wir zunächst die Streuung einer Neutronenwelle an einem Kern. Bezeichnen wir mit x, y, z die Koordinaten des Kernes zur Zeit t_0, so können wir annehmen, daß der Kern im Zeitelement dt_0 eine Elementarwelle streut, deren Amplitude proportional der Amplitude $\psi_0(x,y,z,t_0)$ der primären Welle ist; die Streuwelle breitet sich dann nach der zeitabhängigen Schroedinger-Gleichung aus. Wir können danach die Amplitude der elementaren Streuwelle zur späteren Zeit $t = t_0 + \tau$ an einem im Abstand ϱ vom Punkt (x, y, z) gelegten Ort gleich:

$$C\psi_0(x, y, z; t_0)\,\frac{dt_0}{\tau^{3/2}}\,e^{i\frac{\pi m}{h\tau}\varrho^2} \qquad (6)$$

ansetzen. Dabei ist C eine Konstante, die von der Wechselwirkung zwischen Kern und Neutron abhängt und diese Wechselwirkung für uns hinreichend charakterisiert[3]). Die gesamte Streuwelle erhält man durch Integration über τ von Null bis ∞ ($dt_0 = -d\tau$). Die Rechnung ist wegen des eigenartigen Ausbreitungsgesetzes etwas anders als im elektromagnetischem Falle.

1) V ist die Schallgeschwindigkeit im Grenzfall langer Wellen; der Einfachheit halber ist der Unterschied zwischen longitudinalen und transversalen Wellen vernachlässigt worden.

2) Hierzu sei bemerkt: $MV^2 \gg \frac{h}{d}$ (M Kernmasse) ist eine für die Existenz des Gitters überhaupt notwendige Bedingung.

3) Ersetzt man in Formel (6) die Konstante C durch $i^{3/2}\sqrt{\frac{m}{h}}\frac{2\pi m}{h^2}V(x,y,z;t_0)$, so erhält man die Verallgemeinerung (auf nichtstationäre Felder) einer von Mott (Proc. Roy. Soc. **127**, 658, 1930) für die Streuung an einem statischen Potentialfeld angegebenen Formel.

Eine einfache Deutung der Konstanten C ergibt sich, wenn man den Fall eines vollkommen starr gebundenen Kernes betrachtet. Dann erhält man für den Streuwirkungsquerschnitt σ_0:

$$\sigma_0 = \frac{4\pi h}{m} |C|^2 . \tag{7}$$

In Wirklichkeit wird der Kern Schwingungen um eine gewisse Ruhelage ausführen. Handelt es sich um einen Kristall, so kann man die Bewegung der Kristallatome nach stehenden oder fortschreitenden Wellen zerlegen. Dadurch wird insbesondere die Bewegung jedes einzelnen Atomkernes nach Fourier (in bezug auf die Zeit) entwickelt.

Berechnen wir nun die Streuwellenamplitude an einem in der Entfernung R von der Ruhelage (x_0, y_0, z_0) gelegenen Punkt. Bezeichnen wir mit dem Vektor $\mathfrak{u}$ die Elongation des betrachteten Kernes von der Ruhelage, mit $\mathfrak{n}$ einen Einheitsvektor in der Streurichtung, so können wir für große R im Ausdruck (6):

$$\varrho^2 = R^2 - 2R(\mathfrak{n}\mathfrak{u}) \tag{8}$$

setzen. Wenn man ferner eine ebene einfallende Welle voraussetzt, so ist:

$$\psi_0(x, y, z, t_0) = \psi_0(x_0, y_0, z_0, t) e^{\frac{2\pi i}{h}\left[\mathfrak{p}\mathfrak{u} + \frac{\mathfrak{r}\mathfrak{p}^2}{2m}\right]} . \tag{9}$$

Wir wollen jetzt nur Glieder bis zur ersten Potenz von der Elongation $\mathfrak{u}$ berücksichtigen; dadurch verzichten wir auf die Behandlung höherer Prozesse (d. h. Prozesse, bei denen mehrere Schallquanten beteiligt sind). Dann wird der Ausdruck (6) gleich:

$$C\psi_0(x_0 y_0 z_0; t) \cdot \left[1 + \frac{2\pi i}{h}\left(\mathfrak{p} - \frac{mR}{\tau}\mathfrak{n}, \mathfrak{u}\right)\right] \cdot \frac{d\tau}{\tau^{3/2}} e^{\frac{i\pi}{h}\left(\frac{mR^2}{\tau} + \frac{p^2}{m}\tau\right)} . \tag{10}$$

Das $\mathfrak{u}$ nicht enthaltende Glied ergibt eine mit der primären völlig kohärente Welle, wie es sein muß. Die Integration über τ läßt sich ohne weiteres ausführen, denn es ist allgemein:

$$\int_0^\infty \frac{d\tau}{\tau^{3/2}} e^{i\left(\frac{A}{\tau} + B\tau\right)} = \sqrt{\frac{\pi i}{A}}\, e^{2i\sqrt{AB}} . \tag{11}$$

Das in $\mathfrak{u}$ lineare Glied läßt sich ähnlich behandeln, nachdem man die Zerlegung der Kristallbewegung in ebene Wellen vorgenommen hat:

$$u = \sum_s \left(a_s e^{2\pi i(\nu_s t_0 - \delta\tau_0)} + a_s^* e^{-2\pi i(\nu_s t_0 - \delta\tau_0)}\right), \tag{12}$$

wobei die Summe über alle Eigenschwingungen des Kristalls erstreckt werden muß. Man findet, daß die Streuwelle aus verschiedenen Wellen von den Frequenzen:

$$\frac{p^2}{2mh} \pm \nu_s \tag{13}$$

besteht. Diese entsprechen den Streuprozessen unter Absorption (Pluszeichen) oder Emission (Minuszeichen) eines Schallquants. Die Intensität dieser Partialwellen ist offenbar proportional $|a_s|^2$[1]).

1) Will man das genaue quantentheoretische Ergebnis erhalten, so muß man die Variabeln a_s und a_s^* wie nicht vertauschbare Größen behandeln. Dann muß die Reihenfolge der Faktoren festgelegt werden, und zwar ist die Intensität proportional $a^* a$ für die Emissions-, $a a^*$ für die Absorptionsprozesse. Vgl. W. Heisenberg, Ann. d. Phys. **9**. 338, 1931.

Ohne auf die weiteren Einzelheiten der Rechnung näher einzugehen (wie die Summation über die Gitteratome usw.), geben wir sofort einige Resultate.

Es sei vorausgeschickt, daß wir uns hier für „besondere Richtungen" nicht interessiert haben, so daß immer eine Mittelung über alle Einfallsrichtungen oder über die Orientierungen der Kristalls (Pulvermethode) vorgenommen wurde. In diesem Fall können alle Resultate in der Form eines „mittleren Wirkungsquerschnitt pro Atom" σ angegeben werden.

3. A. Gesamter Streuwirkungsquerschnitt)[1]:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{h^3}{16\pi M p^2} \int \left| n_s + \begin{matrix} 0 \\ 1 \end{matrix} \right| \frac{S}{\nu_s} ds_x ds_y ds_z . \tag{14}$$

Dabei ist M die Masse der Kerne (einfach kubisches Gitter), n_s die im Mittel vorhandene Anzahl von Schallquanten pro Eigenschwingung der Frequenz ν_s[2]). In der Klammer $\{\,\}$ steht Null oder Eins, je nachdem, ob es sich um Absorption oder Emission handelt. Der Unterschied zwischen longitudinalen und transversalen Schwingungen ist vernachlässigt worden. Das Integral ist über alle Werte von s_x, s_y, s_z zu erstrecken, welche die Bedingung:

$$p > \frac{h}{2\lambda_s} \pm m\nu_s\lambda_s \tag{15}$$

erfüllen (Pluszeichen: Emission eines Schallquants; Minuszeichen: Absorption).

1) Kohärente Streuung nicht mit inbegriffen!

2) D. h. $n_s = \frac{1}{e^{\frac{h\nu_s}{kT}} - 1}$.

B. Vollkommen kalter Kristall ($n_s = 0$). Wellenlänge nur wenig kleiner als $2d$, also Impuls nur wenig größer als $\frac{h}{2d}$ (dargestellt in der Figur durch eine punktierte Gerade). Bezeichnen wir mit ε den Energieverlust des Neutrons beim Stoß, so können wir den partiellen Wirkungsquerschnitt (Energieverlust zwischen ε und $\varepsilon + d\varepsilon$) angeben:

$$d\sigma = \sigma_0 \frac{6d}{MhV^3}\, \varepsilon\, d\varepsilon\,, \qquad (16)$$

ε darf aber nicht beliebige Werte annehmen:

$$\varepsilon < \frac{h}{md}\left(p - \frac{h}{2d}\right). \qquad (17)$$

C. Schallquantenabsorption bei sehr tiefen Temperaturen: $\lambda < 2d$. Man erhält aus Formel (14) durch eine grobe Annäherung[1]):

$$\sigma = \left(1 + \frac{1}{2^3} + \frac{1}{3^3} + \cdots\right)\sigma_0 \frac{3h^3}{16\pi M p^2 V d^3}\left(\frac{T}{\Theta}\right)^3, \qquad (18)$$

wobei Θ die charakteristische Temperatur des Kristalls ist.

Man überzeugt sich leicht, daß dieser Stoßquerschnitt im allgemeinen sehr klein ist. Damit sind einige Schlüsse in der Einleitung gerechtfertigt.

Es sei schließlich darauf hingewiesen, daß die in der Ungleichung (5) einer weiteren Verlangsamung des Neutrons gesetzte Grenze bei tiefen Temperaturen eine gewisse Rolle spielen kann.

1) Vgl. hierzu die erwähnte ausführlichere Arbeit.

Roma, Istituto Fisico della R. Università.

(Eingegangen 8. Februar 1937.)

BERICHTE.

Künstliche Radioaktivität. II.

Von K. Diebner und E. Graßmann.

Im vergangenen Jahr wurde an dieser Stelle ein zusammenfassender Bericht über die künstliche Radioaktivität*) veröffentlicht. Der Bericht war eine nach Elementen geordnete Zusammenstellung von Meßdaten unter Berücksichtigung möglichst aller einschlägigen Literaturstellen. Das Schrifttum reichte dabei bis Anfang März 1936.

Die schnelle Entwicklung auf diesem Arbeitsgebiet macht eine Vervollständigung des ersten Berichtes erforderlich. Die Art der Abfassung bedingt, daß zur Vermeidung von Wiederholungen dieser zweite Teil kein selbständiges Ganzes darstellt. Er kann auch für denjenigen, der sich speziell mit diesem Gebiet beschäftigt, nur im Zusammenhang mit dem ersten Bericht Anspruch auf Vollständigkeit erheben.

Es werden im folgenden nur die Elemente berücksichtigt, die nach neueren Ergebnissen künstliche Radioaktivität aufweisen – bei ihnen sind die im Bericht vorangestellten Ordnungszahlen und Symbole doppelt unterstrichen – oder aber bei denen Ergänzungen erforderlich sind – Ordnungszahlen und Symbole sind nur einfach unterstrichen.

*) K. Diebner und E. Graßmann, Physik. Zeitschr. **37**, 359, 1936.

Einteilung:

I.	Künstliche	Radioaktivität	durch	α-Strahlen
II.	,,	,,	,,	Protonen
III.	,,	,,	,,	Deutonen
IV.	,,	,,	,,	Neutronen
V.	,,	,,	,,	Elektronen
VI.	,,	,,	,,	γ-Strahlen.

I. Künstliche Radioaktivität durch α-Strahlen.

Hier ist im wesentlichen über Ergänzungen für *Mg* und *Al* zu berichten.

12. *Mg*. Die Untersuchung der drei bekannten, aktiven Umwandlungsmöglichkeiten

1. $^{24}_{12}Mg + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{27}_{14}Si + {}^{1}_{0}n \qquad {}^{27}_{14}Si \rightarrow {}^{27}_{13}Al + e^+,$
2. $^{25}_{12}Mg + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{28}_{13}Al + {}^{1}_{1}H \qquad {}^{28}_{13}Al \rightarrow {}^{28}_{14}Si + e^-,$
3. $^{26}_{12}Mg + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{29}_{13}Al + {}^{1}_{1}H \qquad {}^{29}_{13}Al \rightarrow {}^{29}_{14}Si + e^-$

mit den Halbwertszeiten von 1. ~ 7 min, 2. 2,5 min, 3. ~ 11 min, stößt auf Schwierigkeiten, weil auch nach langer Bestrahlung die durch $^{27}_{14}Si$ und $^{29}_{13}Al$ bedingten Aktivitäten nur $^1/_{20}$ der von $^{28}_{13}Al$ sind. Wenn längere Zeit nach beendeter Bestrahlung die langlebigen Isotope $^{27}_{14}Si$ und $^{29}_{13}Al$ für die Aktivität des Magnesiums verantwortlich werden, ist die Aktivität mit dem Zählrohr nicht mehr sicher erfaßbar.

Eingehende Messungen sind neuerdings von Ellis und Henderson (216) angestellt worden. Die Ergebnisse sind nachstehend zusammengefaßt:

Maximale Energie der auftreffenden α-Teilchen	Verhältnis der Anfangsintensitäten der kurzen Periode zu den beiden langen	Gesamte Anfangsintensität in willkürlichen Einheiten	Anfangsintensität der kurzen Periode (2,5 min)	Anfangsintensität der beiden langen Perioden (~ 7 und ~ 11 min)
$5{,}4 \cdot 10^6$ eV	6100	1,0	1,0	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$
$6{,}1 \cdot 10^6$ eV	17	3,0	2,8	0,17
$6{,}6 \cdot 10^6$ eV	23	8,7	8,2	0,46

(Wahrscheinlich muß es in der zweiten Spalte 18 statt 23 heißen.)

Trotz der längeren Zerfallszeit des $^{29}_{13}Al$-Kerns sind die von ihm emittierten Elektronen schneller als die des Kerns $^{28}_{13}Al$. Die Erklärung mag darin liegen, daß der Übergang $^{29}_{13}Al \rightarrow {}^{29}_{14}Si$ im Gegensatz zu $^{28}_{13}Al \rightarrow {}^{28}_{14}Si$ mit einer Spinänderung verbunden ist.

Bei einer Häufigkeit der Mg-Isotope von ^{24}Mg 77,4 Proz., ^{25}Mg 11,3 Proz. und ^{26}Mg 11,3 Proz. ergeben sich aus den Anfangsintensitäten die Wirkungsquerschnitte der Mg-Isotope dem aktiven Prozeß gegenüber zu $^{24}Mg : {}^{25}Mg : {}^{26}Mg = 1 : 220 : 7$.

13. *Al.* Waring und Chang (230) geben für das Verzweigungsverhältnis des aktiven Prozesses:

$$^{27}_{13}Al + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{30}_{15}P + {}^{1}_{0}n$$
$$^{30}_{15}P \rightarrow {}^{30}_{14}Si + e^+ ,$$

zu dem inaktiven:

$$^{27}_{13}Al + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{30}_{14}Si + {}^{1}_{1}H$$

in Abhängigkeit von der Energie der auftretenden α-Teilchen folgende Werte an:

Energie der α-Teilchen	Wirkungsquerschnitt für Protonen	Wirkungsquerschnitt für Neutronen	Verhältnis der beiden Prozesse
$4{,}0 \cdot 10^6$ eV	$3 \cdot 10^{-26}$ cm²	$0{,}08 \cdot 10^{-26}$ cm²	40
4,49	3	0,21	15
4,86	3	0,35	9
5,25	3	0,42	7
5,75	9	0,54	16
6,61	9	1,68	5

Der von Mattauch aufgestellten Regel, daß es keine Isobare ungerader Massenzahl gibt, widerspricht der von Bainbridge und Jordan (186) massenspektrographisch erbrachte Nachweis der Existenz der stabilen Isobare $Cd^{113}In^{113}$, $In^{115}Sn^{115}$, $Sb^{123}Te^{123}$.

II. Künstliche Radioaktivität durch Protonen.

Die Bedeutung der Protonen zur Erzeugung künstlicher Radioaktivität ist durch die ungleich größere Wirksamkeit des Deutons und Neutrons stark gesunken.

5. *B.* Für die von Crane und Lauritsen im Gegensatz zu Cockroft, Gilbert und Walton beim Bor beobachtete Aktivität kann Allison (187) bei einer Protonenenergie von 520 kV keine Anzeichen finden.

6. *C.* Die Halbwertzeit der Kohlenstoffaktivität wird von Allison (187) in Übereinstimmung mit den bisherigen Daten zu $10{,}3 \pm 0{,}3$ min gemessen.

III. Künstliche Radioaktivität durch Deutonen.

Nachdem einmal die Möglichkeit erkannt worden war, in dem schweren Element Platin durch Deutonen Radioaktivität zu erzeugen, haben sich die Versuche mit bestem Erfolg auch auf andere schwere Elemente erstreckt.

Bei den durch Deutonen verursachten Aktivitäten werden Elektronen oder Positronen emittiert. Dabei ist das Atomgewicht der Kerne, die Elektronen emittieren: $A = 2z + 2$, und das der Kerne, die Positronen emittieren: $A = 2z + 1$.

Bei den leichten Elementen, die in der Regel zwei Isotope der Atomgewichte $A = 2z$ und $A = 2z + 1$ haben, führt die Beschießung mit Deutonen somit über das schwere Isotop zur Elektronenemission und über das leichte Isotop zur Positronenemission.

Nach Fowler, Delsasso und Lauritsen (195) lassen sich die aktiven Prozesse energiemäßig durch Vergleich mit den entsprechenden inaktiven Prozessen prüfen, und zwar auf folgende Weise:

1. bei Elektronenemission:

$$^{2z+1}_{z}X + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{2z+2}_{z}X + {}^{1}_{1}H + Q_1$$
$$^{2z+2}_{z}X \rightarrow {}^{2z+2}_{z+1}Y + e^- - e_i^- + \mu + Q_2$$
$$^{2z+1}_{z}X + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{2z+2}_{z+1}Y + {}^{1}_{0}n + Q_3$$
$$Q_1 + Q_2 - Q_3 = ({}^{1}_{0}n - {}^{1}_{1}H) - \mu = \sim 0{,}5 \cdot 10^6 \text{ eV};$$

2. bei Positronenemission:

$$ {}^{2z}_{z}X + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{2z+1}_{z+1}Y + {}^{1}_{0}n + T_1 $$

$$ {}^{2z+1}_{z+1}Y \rightarrow {}^{2z+1}_{z}X + e^{+} + e_s^{-} + \mu + T_2 $$

$$ {}^{2z}_{z}X + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{2z+1}_{z}X + {}^{1}_{1}H + T_3 , $$

$$ T_1 + T_2 - T_3 = ({}^{1}_{1}H - {}^{1}_{0}n) - e^{+} - e_s^{-} - \mu = \sim -1{,}5 \cdot 10^6 \text{ eV} . $$

Es ergibt sich also in beiden Fällen eine konstante Summe der drei Umwandlungsenergien. In den Gleichungen bedeuten μ die Masse des Neutrinos und e_s^- das überflüssig gewordene bzw. das neu hinzugetretene Elektron der Atomhülle.

3. *Li.* Fowler u. a. (195) sowie Rumbaugh und Hafstad (229) messen die Halbwertszeit der Lithiumaktivität in Einklang mit den bisherigen Daten zu 0,5 s. Letztere finden diese Periode nur bei Beschießung von ${}^{7}_{3}Li$, nicht aber bei ${}^{6}_{3}Li$. Als obere Grenze der Elektronenenergie ergibt sich (195) aus der Energieverteilung in Verbindung mit der Konopinski-Uhlenbeckschen Theorie (im folgenden „K.-U.-Theorie" abgekürzt) der Wert von $11{,}2 \cdot 10^6$ eV und aus den Umwandlungsgleichungen nach eingangs beschriebener Methode $10{,}5 \cdot 10^6$ eV. Früher (140) war $10 \cdot 10^6$ eV angegeben worden.

Die Abschätzung des Grenzwertes aus den Umwandlungsgleichungen wird im folgenden durchgeführt:

$$ {}^{7}_{3}Li + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{8}_{3}Li + {}^{1}_{1}H + Q_1 $$

$$ {}^{8}_{3}Li \rightarrow {}^{8}_{4}Be + e^{-} - e_s^{-} + \mu + Q_2 , $$

$$ {}^{7}_{3}Li + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{8}_{4}Be + {}^{1}_{0}n + Q_3 . $$

Q_1 ergibt sich aus der Energie der Protonen. Hierfür kommen die beiden Protonengruppen von 31,7 und 26 cm Reichweite in Betracht, von denen aber die größere nach Oliphant, Shire und Crowther (62a) der Umwandlung

$$ {}^{6}_{3}Li + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{7}_{3}Li + {}^{1}_{1}H $$

zuzuordnen ist. Die Zahl der Protonen der 26-cm-Gruppe entspricht auch angenähert der Zahl der beim Zerfall von ${}^{8}_{3}Li$ gebildeten Elektronen. Nimmt man an, daß diese Protonen in dem aktiven Prozeß entstehen, so ergibt sich Q_1 zu $4{,}3 \cdot 10^6$ eV.

Q_3 wurde von Bonner und Brubaker (140a) zu $14{,}3 \cdot 10^6$ eV gemessen.

$Q_2 = Q_3 - Q_1 + 0{,}5 \cdot 10^5$ eV beträgt dann $10{,}5 \cdot 10^6$ eV.

Lewis, Burcham und Chang (235) halten die obige Energiebilanz nicht für richtig, da die verwendete Protonengruppe von 26 cm Reichweite nach Messungen von Rumbaugh und Hafstad (229) ebenfalls bei der Beschießung von ${}^{6}_{3}Li$ entsteht, also nicht in dem vorliegenden radioaktiven Prozeß des Isotops ${}^{7}_{3}Li$. In dem aktiven Prozeß werden nur Protonen von weniger als 8 cm Reichweite ($\equiv 2 \cdot 10^6$ eV) beobachtet. Damit berechnet sich als obere Grenze der Elektronenenergie $12{,}5 \cdot 10^6$ eV, die noch erheblich von dem aus den Massenzahlen folgenden Wert von $14 \cdot 10^6$ eV abweicht.

Eine Erklärung für diese Unstimmigkeit mag die sein, daß der Kern ${}^{8}_{4}Be$ im angeregten Zustand zurückbleibt, wobei die Anregungsenergie gleich dem Unterschied von $1{,}5 \cdot 10^6$ eV der obigen Energiewerte ist. Es ist möglich, daß der Kern ${}^{8}_{4}Be$ infolge seiner Anregung in 2 α-Teilchen zerfällt. Da die Zerfallszeit des *Be*-Kerns sehr klein ist, müßte sich aus der α-Teilchen-Emission dieselbe Halbwertszeit des aktiven Prozesses ergeben wie aus der Elektronenemission.

Lewis u. a. finden tatsächlich eine α-Teilchen-Emission, deren Halbwertszeit mit $0{,}88 \pm 0{,}1$ s zwar von den bisherigen Werten von 0,5 s abweicht, aber gleich der der Elektronenemission war.

Die meisten α-Teilchen hatten weniger als 1,5 cm Reichweite, nur wenige von ihnen kamen bis auf 5 cm. Ihre obere Energiegrenze konnte wegen der geringen Zahl der Teilchen nicht genau bestimmt werden.

4. *Be.* McMillan (220) findet bei Beryllium neben der bereits bekannten Aktivität von 9 min eine lange Periode von mindestens 10 a, die möglicherweise dem ${}^{10}_{4}Be$ zuzuschreiben ist.

5. *B.* Allison (187) beschießt B_2O_3 und verbrennt es anschließend in Sauerstoff. Die Halbwertszeit des entstehenden aktiven CO_2 wird zu $21 \pm 0{,}6$ min bestimmt, während frühere Messungen zwischen 18 und 25 min lagen.

Fowler u. a. (195) bestätigen den bisherigen Wert $11 \cdot 10^6$ eV für die obere Grenze der Elektronenenergie.

Derselbe Wert ergibt sich aus der energiemäßigen Abschätzung der Umwandlungen:

$$ {}^{11}_{5}B + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{12}_{5}B + {}^{1}_{1}H + Q_1 $$

$$ {}^{12}_{5}B \rightarrow {}^{12}_{6}C + e^{-} - e_s^{-} + \mu + Q_2 $$

$$ {}^{11}_{5}B + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{1}_{0}n + Q_3 . $$

Q_1 ist nicht mit Sicherheit bekannt, wird aber kleiner, höchstens gleich $2{,}5 \cdot 10^6$ eV sein.

Q_3 beträgt nach unveröffentlichten Messungen von Bonner und Brubaker $13 \cdot 10^6$ eV.

$Q_2 = Q_3 - Q_1 + 0{,}5 \cdot 10^6$ eV beträgt dann $11 \cdot 10^6$ eV.

Für die zur Positronenemission führende Umwandlungsmöglichkeit des Bors ermitteln Bonner und Brubaker (208) aus der Kombination der folgenden Gleichungen:

$$^{10}_{5}B + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{11}_{6}C + ^{1}_{0}n + (6{,}2 \pm 0{,}2) \cdot 10^6 \text{eV}$$
$$^{11}_{6}C \rightarrow ^{11}_{5}B + e^+ + Q,$$

$$^{10}_{5}B + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{11}_{5}B + ^{1}_{1}H + (9{,}11 \pm 0{,}1) \cdot 10^6 \text{eV}$$

die obere Grenze der Positronenenergie Q zu $1{,}05 \cdot 10^6$ eV in besserer Übereinstimmung mit den experimentellen als mit den nach der K.-U.-Theorie extrapolierten Werten.

6. *C.* Die Halbwertszeit der Kohlenstoffaktivität war früher verschiedentlich zu 14 min oder 10 min bestimmt worden. Nach neueren Messungen von Allison (187) und van Voorhis (221) mit 10,3 bzw. 10 min ist die kürzere Zeit als richtiger Wert anzusehen. McMillan (220) findet bei Beschießung von Molybdän eine Periode von 90d, für die möglicherweise der Kern $^{14}_{6}C$ verantwortlich zu machen ist.

Kurie, Richardson und Paxton (188) nehmen das Energiespektrum der Positronen auf, auf das die Deutonenenergie ohne Einfluß ist. Die obere Grenze wird nach der K.-U.-Theorie zu $1{,}45 \cdot 10^6$ eV extrapoliert und ist größer als nach dem experimentellen Befund, aber in Einklang mit dem Ergebnis von Bonner u. a. (179). Letztere (208) errechnen auch die obere Grenze durch Kombination der beiden Gleichungen:

$$^{12}_{6}C + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{13}_{7}N + ^{1}_{0}n + 0{,}37 \cdot 10^6 \text{eV}$$
$$^{13}_{7}N \rightarrow ^{13}_{6}C + e^+ + Q,$$

$$^{12}_{6}C + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{13}_{6}C + ^{1}_{1}H + 2{,}65 \cdot 10^6 \text{eV}$$

zu $1{,}2 \cdot 10^6$ eV.

Die Ausbeute der Positronen ist nach Allison (187) ebenso wie nach Hafstad und Tuve: $4 \cdot 10^{-9}$ Positronen/Deuton.

Mit der Kohlenstoffaktivität ist nach Richardson und Kurie (233) eine γ-Strahlung von $0{,}51 \cdot 10^6$ eV verbunden.

7. *N.* Fowler u. a. (195) deuten die Energieverteilung der Elektronen als Überlagerung zweier Verteilungskurven der K.-U.-Form. Das Teilspektrum mit $6 \cdot 10^6$ eV als oberer Energiegrenze gehört wahrscheinlich zum Kern $^{16}_{7}N$ gemäß:

$$^{15}_{7}N + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{16}_{7}N + ^{1}_{1}H$$
$$^{16}_{7}N \rightarrow ^{16}_{8}O + e^-.$$

Dasselbe aktive Isotop entsteht bei der Bestrahlung von Fluor mit Neutronen. Es ist also für den obigen Stickstoffprozeß eine Halbwertszeit von 9–10 s zu erwarten.

Die obere Grenze der Positronenenergie des Prozesses:

$$^{14}_{7}N + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{15}_{8}O + ^{1}_{0}n$$
$$^{15}_{8}O \rightarrow ^{15}_{7}N + e^+$$

wird, wie auch schon früher, zu $1{,}7 \cdot 10^6$ eV gemessen; bei Extrapolation gemäß der K.-U.-Theorie ergibt sie sich zu $2{,}0 \cdot 10^6$ eV.

8. *O.* Kurie u. a. (188) bestimmen die obere Grenze der Positronenenergie experimentell zu $2{,}1 \cdot 10^6$ eV, aus der K.-U.-Theorie zu $2{,}4 \cdot 10^6$ eV.

9. *F.* Für die Fluoraktivität geben Fowler u. a. (195) die obere Grenze der Positronenenergie zu $4{,}8 \cdot 10^6$ eV an. Die K.-U.-Theorie liefert $5{,}2 \cdot 10^6$ eV.

Die Protonen treten in zwei Gruppen von 10 und 15,5 cm Reichweite auf. Die längere Gruppe stammt wahrscheinlich von Verunreinigungen.

11. *Na.* Van Voorhis (221) findet für die Halbwertszeit der Natriumaktivität mit 14,8 h ungefähr den früheren Wert.

Kurie u. a. (188) bestimmen die obere Grenze der Elektronenenergie zu $1{,}7 \cdot 10^6$ eV, mit der K.-U.-Theorie zu $1{,}95 \cdot 10^6$ eV.

Richardson u. a. (180, 233) beobachten drei γ-Quanten von 0,95, 1,93 und $3{,}08 \cdot 10^6$ eV.

12. *Mg.* Bei Magnesium findet Laslett (212) neben den bereits bekannten Aktivitäten von 10 min und 15,8 h eine Periode von ungefähr 9 Monaten gemäß:

$$^{24}_{12}Mg + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{22}_{11}Na + ^{4}_{2}\alpha$$
$$^{22}_{11}Na \rightarrow ^{22}_{10}Ne + e^+.$$

Die obere Grenze der Positronenenergie liegt bei $0{,}4 \cdot 10^6$ eV.

13. *Al.* Die Halbwertszeit der Aluminiumaktivität wurde kürzlich von Richardson und Kurie (181) aus der zeitlichen Abklingung sowohl der β- als auch der γ-Strahlung ($2{,}3 \cdot 10^6$ eV) zu 156 s ermittelt. Der Wert deckt sich mit den bisherigen Daten.

Pool und Cork (251) finden eine Periode von 15,8 h, für die das Isotop $^{23}_{12}Mg$ verantwortlich gemacht werden muß, wenn sie nicht von einer Verunreinigung herrührt.

Die Elektronen haben eine obere Energiegrenze von $3{,}3 \cdot 10^6$ eV, während sich nach der K.-U.-Theorie $3{,}7 \cdot 10^6$ eV ergibt.

14. *Si.* Für die Siliziumaktivität bestimmen Kurie u. a. (188) die obere Grenze der Elektronenenergie zu $1{,}8 \cdot 10^6$ eV, nach der K.-U.-Theorie zu $2{,}05 \cdot 10^6$ eV.

15. *P.* Die Aktivität des Phosphors ist von Newson (151a) beobachtet worden. Sie wird auf den Prozeß:

$$^{31}_{15}P + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{32}_{15}P + {}^{1}_{1}H$$

$$^{32}_{15}P \rightarrow {}^{32}_{16}S + e^-$$

zurückgeführt, wobei das aktive Phosphor-Isotop chemisch nachgewiesen wurde. Die Halbwertszeit beträgt 14,5 d.

Die obere Grenze der Elektronenenergie ist nach Newson (151a) $1{,}57 \cdot 10^6$ eV, nach Kurie (188) $1{,}8 \cdot 10^6$ eV, nach Lyman (241) $1{,}69 \cdot 10^6$ eV. Die K.-U.-Theorie liefert $2{,}15 \cdot 10^6$ eV (188).

Paxton (182) findet eine Positronenemission mit 50 h Halbwertszeit und einer oberen Energiegrenze von $0{,}9 \cdot 10^6$ eV.

17. *Cl.* Die Halbwertszeit der Chloraktivität beträgt nach van Voorhis (221) übereinstimmend mit früheren Messungen 37 min.

Kurie u. a. (188) deuten das Energiespektrum als Überlagerung zweier Verteilungskurven, die der K.-U.-Theorie entsprechen. Aus beiden ergibt sich dieselbe Zerfallszeit. Somit sind verschiedene Umwandlungsprozesse möglich:

1. Das aktive Chlorisotop geht auf zwei verschiedenen Wegen in Argon über mit verschiedenen Elektronenenergien. Die obere Energiegrenze des einen Teilspektrums ist $6{,}1 \cdot 10^6$ eV, die des anderen $1{,}5 \cdot 10^6$ eV. Die Differenz von $4{,}6 \cdot 10^6$ eV müßte als γ-Quant abgestrahlt werden. Richardson (181) findet zwei γ-Strahlungen von 2,0 und $2{,}5 \cdot 10^6$ eV, so daß also die Differenz der maximalen Elektronenenergien von $4{,}6 \cdot 10^6$ eV in zwei Sprüngen abgestrahlt werden mag. Allerdings ist die Intensität beider γ-Strahlungen verschieden.
2. Das eine Teilspektrum gehört zu $^{36}_{17}Cl$, das andere zu $^{38}_{17}Cl$. Nach den bisherigen Erfahrungen haben Kerne verschiedener Masse verschiedene Zerfallszeiten, so daß diese Vermutung wahrscheinlich nicht zutreffen wird.
3. Die beiden Teilspektren gehören zu zwei aufeinanderfolgenden Prozessen, von denen der zweite eine viel kürzere Periode hat als der erste.

Hiergegen spricht jedoch die Tatsache, daß jedes Argonisotop, das in dem ersten Prozeß aus Chlor entstehen kann, stabil ist. Die Vermutung einer auf dem hypothetischen „Bineutron" beruhenden Umwandlungsmöglichkeit hat sich als unhaltbar erwiesen. Damit ist die Zurückführung der Chloraktivität auf das Argonisotop $^{35}_{18}A$ hinfällig.

18. *A.* Snell (194) findet neuerdings bei Argon eine Aktivität gemäß:

$$^{40}_{18}A + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{41}_{18}A + {}^{1}_{1}H$$

$$^{41}_{18}A \rightarrow {}^{41}_{19}K + e^-.$$

Die Halbwertszeit beträgt 110 min.

Für die obere Grenze der Elektronenenergie gibt Snell $1{,}1 \cdot 10^6$ eV, Kurie u. a. (188) $1{,}5 \cdot 10^6$ und $5 \cdot 10^6$ eV bei Zerlegung in zwei Spektren der K.-U.-Form an.

Richardson und Kurie (180, 233, 188) finden eine γ-Strahlung von $1{,}4 \cdot 10^6$ eV.

Für Deutonen von $4 \cdot 10^6$ eV ist nach Snell der Wirkungsquerschnitt des $^{40}_{18}A$ für diesen Prozeß $8 \cdot 10^{-26}$ cm².

Die Anregungskurve entspricht nach Messungen von Kurie (188) der Oppenheimer-Phillipschen Form. Die Aktivierung setzt bei einer Deutonenenergie von $2 \cdot 10^6$ eV ein.

19. *K.* Kurie u. a. (188) zerlegen das Energiespektrum der Kaliumaktivität in zwei Spektren der K.-U.-Form. Es ergeben sich dann als obere Energiegrenzen $1{,}5 \cdot 10^6$ eV und $4{,}4 \cdot 10^6$ eV, während aus den Messungen $2{,}7 \cdot 10^6$ eV folgt.

27. *Co.* Bei Kobalt zeigen sich nach neueren Untersuchungen von Thornton (183) Aktivitäten von 10 min und 3,6 h, und eine oder mehrere schwache Perioden von mehr als einem Tag. Die 10-min-Periode rührt zweifellos von Verunreinigungen an Kohlenstoff her.

28. *Ni.* Thornton (183) beobachtet auch bei Nickel zwei Aktivitäten von 10 min und 3,5 h. Die erste Periode stammt wahrscheinlich von Verunreinigungen an Kohlenstoff. Die zweite Periode tritt auch bei Kobalt auf und deutet auf das Auftreten desselben aktiven Bestandteiles der Umwandlungsprozesse beider Elemente hin.

29. *Cu.* Van Voorhis (195a) berichtet, daß die bereits bekannte Kupferaktivität von 12,8 h mit gleichzeitiger Emission von Positronen und Elektronen verbunden ist. Als Umwandlungsprozeß wird deshalb:

$$^{63}_{29}Cu + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{64}_{29}Cu + {}^{1}_{1}H$$

$$^{64}_{29}Cu \rightarrow {}^{64}_{30}Zn + e^-$$

$$\searrow\ {}^{64}_{28}Ni + e^+$$

angesetzt.

Die Zahl der Positronen verhält sich zu der der Elektronen wie 2 : 3.

Die obere Energiegrenze der Positronen liegt bei $0{,}79 \cdot 10^6$ eV, die der Elektronen bei $0{,}83 \cdot 10^6$ eV. Das Maximum des Positronenspektrums liegt dagegen bei höheren Werten als das des Elektronenspektrums.

Zwei weitere Aktivitäten von 6 min und von 130 oder 146 d sind in neueren Untersuchungen von Livingood (213, 214) gefunden worden. Als Umwandlungsprozesse werden vermutet:

1. Für die kurze Periode

$$^{65}_{29}Cu + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{66}_{29}Cu + {}^{1}_{1}H \qquad {}^{66}_{29}Cu \rightarrow {}^{66}_{30}Zn + e^{-}.$$

2. Für die lange Periode

a) $$^{65}_{29}Cu + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{63}_{28}Ni + {}^{4}_{2}\alpha$$
$$^{63}_{28}Ni \rightarrow {}^{63}_{29}Cu + e^{-}$$

oder wahrscheinlicher:

b) $$^{65}_{29}Cu + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{59}_{26}Fe + {}^{4}_{2}\alpha + {}^{4}_{2}\alpha$$
$$^{59}_{26}Fe \rightarrow {}^{59}_{27}Co + e^{-}.$$

Der Prozeß 2a ist früher für die 12-h-Periode angesetzt worden.

Die obere Grenze der Elektronenenergie ist $0{,}4 \cdot 10^{6}$ eV. Die auftretende γ-Strahlung hat nur $^{1}/_{7}$ (213) oder $^{1}/_{20}$ (214) der Intensität der Elektronen.

Es ist jedoch nicht ausgeschlossen, daß die Aktivitäten von Verunreinigungen des Kupfers herrühren.

30. *Zn*. Die Zinkaktivität ist erst in letzter Zeit von Livingood (184) gefunden worden.

Seine neuesten Ergebnisse (214) sind nachstehend zusammengefaßt:

Halbwertszeit in h	Emitt. Teilchen	Ausbeute (Deuton/Zerfall)
97 ± 10	e^{-}	$1{,}2 \cdot 10^{8}$
25 ± 2	e^{-}	$1{,}5 \cdot 10^{8}$
12 ± 1	e^{-}	$0{,}5 \cdot 10^{8}$
$1 \pm 0{,}3$	?	$0{,}2 \cdot 10^{8}$

Wegen der zahlreichen Zinkisotope gibt es viele Umwandlungsmöglichkeiten, die eine sichere Erklärung der Aktivitäten nicht zulassen. Unter Berücksichtigung der Ergebnisse über die Aktivität des Zinks bei Beschießung mit Neutronen und über die Aktivitäten der benachbarten Elemente lassen sich aber folgende Vermutungen über die aktiven Prozesse anstellen.

Von Zink und seinen Nachbarn sind als stabile Isotope bekannt:

$_{29}Cu$	63		65							
$_{30}Zn$		64		66	67	68		70		
$_{31}Ga$							69		71	
$_{32}Ge$								70	72	73 74 76

Gallium zeigt bei Beschießung mit Neutronen die Perioden 20 min und 23 h, für die beide *Ga*-Isotope verantwortlich gemacht werden:

$$^{69,71}_{31}Ga + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{70,72}_{31}Ga$$
$$^{70,72}_{31}Ga \rightarrow {}^{70,72}_{32}Ge + e^{-}.$$

Zink selbst hat bei Beschießung mit Neutronen die Perioden von 6 min und 12 h gemäß:

$$^{64,66}_{30}Zn + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{64,66}_{29}Cu + {}^{1}_{1}H$$
$$^{64,66}_{29}Cu \rightarrow {}^{64,66}_{30}Zn + e^{-}.$$

Über die bei Beschießung mit Deutonen auftretenden Zinkaktivitäten läßt sich dann folgendes sagen:

1. Ist die Periode von 25 ± 2 h identisch mit der 23-h-Periode des Galliums, so liegt folgender Umwandlungsprozeß vor:

$$^{68,70}_{30}Zn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{70,72}_{31}Ga + \gamma$$
$$^{70,72}_{31}Ga \rightarrow {}^{70,72}_{32}Ge + e^{-}.$$

2. Die Umwandlungsmöglichkeit für die 1-h-Periode des Zinks sind bei Emission von

a) Positronen:

entweder

$$^{64}_{30}Zn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{65}_{30}Zn + {}^{1}_{1}H$$
$$^{65}_{30}Zn \rightarrow {}^{65}_{29}Cu + e^{+}$$

oder

$$^{66,67}_{30}Zn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{67,68}_{31}Ga + {}^{1}_{0}n$$
$$^{67,68}_{31}Ga \rightarrow {}^{67,68}_{30}Zn + e^{+};$$

b) Elektronen:

entweder

$$^{68}_{30}Zn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{69}_{30}Zn + {}^{1}_{1}H$$
$$^{69}_{30}Zn \rightarrow {}^{69}_{31}Ga + e^{-}$$

oder

$$^{70}_{30}Zn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{71}_{30}Zn + {}^{1}_{1}H$$
$$^{71}_{30}Zn \rightarrow {}^{71}_{31}Ga + e^{-}.$$

3. Die beiden letzten, von $^{68}_{30}Zn$ und $^{70}_{30}Zn$ abgeleiteten Umwandlungsmöglichkeiten können vielleicht für die Zinkperiode von 97 ± 10 h gelten.

4. Wenn die Zinkperiode von 12 ± 1 h identisch mit der Kupferperiode von 12,8 h ist, dann ist anzusetzen:

$$^{66}_{30}Zn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{64}_{29}Cu + {}^{4}_{2}\alpha$$
$$^{64}_{29}Cu \rightarrow {}^{64}_{30}Zn + e^{-}$$
$$\searrow \; {}^{64}_{28}Ni + e^{+}.$$

Vorstehendes kann dahingehend zusammengefaßt werden, daß

$^{70}_{30}Zn$ entweder für die 97-h-Periode gemäß 3,
oder für die 1-h-Periode gemäß 2b
oder für die 25-h-Periode gemäß 1,
$^{68}_{30}Zn$ entweder für die 97-h-Periode gemäß 3
oder für die 1-h-Periode gemäß 2b
oder für die 25-h-Periode gemäß 1,
$^{67}_{30}Zn$ allein für die 1-h-Periode gemäß 2a,
$^{66}_{30}Zn$ allein für die 1-h-Periode gemäß 2a
$^{64}_{30}Zn$ allein für die 1-h-Periode gemäß 2a

verantwortlich gemacht werden können.

33. *As.* Thornton (183) findet bei Arsen eine Aktivität von 27 ± 1 h, die wahrscheinlich dem Isotop $^{76}_{33}As$ zugeschrieben werden muß.

Die Elektronen haben eine obere Energiegrenze von $1{,}5 \cdot 10^6$ eV.

Es tritt eine γ-Strahlung auf, die schwächer ist als bei der Natriumaktivität.

44. *Ru.* Livingood (213, 214) gibt für Ruthenium folgende Aktivitäten an:

Halbwertszeit	Emitt. Teilchen	Ausbeute (Deuton/Zerfall)
46 ± 3 d	e^-	$2{,}5 \cdot 10^7$
11 ± 2 d	?	$1 \cdot 10^{10}$
39 ± 1 h	e^-	$0{,}8 \cdot 10^7$
4 ± 1 h	e^-	$1{,}5 \cdot 10^7$

Der Versuch, diesen Aktivitäten Umwandlungsgleichungen zuzuordnen, führte bisher zu keinem Erfolg.

46. *Pd.* Palladium zeigt nach Kraus und Cork (250) eine Aktivität, die gemäß chemischer Untersuchungen auf Palladium- und Silberisotope zurückzuführen ist. Die Silberaktivitäten haben Halbwertszeiten von 32 min und 7,5 d.

50. *Sn.* Livingood und Seaborg (211, 215) bestrahlten Zinn. Um das dabei gebildete aktive Indium und Antimon nachzuweisen, zerlegten sie die Ausgangssubstanz nach der Bestrahlung chemisch in drei Teile, den Indium-, Zinn- und Antimonteil. Sie beobachteten folgende Aktivitäten:

I. Im Indium-Teil:

Halbwertszeit	Emitt. Teilchen	Ausbeute (Deuton/Zerfall)
26 ± 2 h	e^-	$4{,}0 \cdot 10^7$
mehrere Monate	?	

II. Im Zinn-Teil:

Halbwertszeit	Emitt. Teilchen	Ausbeute (Deuton/Zerfall)
28 ± 2 h	e^-	$1{,}5 \cdot 10^7$
mehrere Monate	?	

Das Auftreten der langen Periode in dem Indium- und Zinnteil läßt auf den hier unwahrscheinlichen Fall einer unvollkommenen Trennung schließen, wobei das Vorkommen von Indium in dem Zinnteil eher möglich ist als umgekehrt.

III. Im Antimon-Teil:

Halbwertszeit	Emitt. Teilchen	Ausbeute (Deuton/Zerfall)
$13{,}3 \pm 1$ h	e^- und e^+	$5{,}6 \cdot 10^6$
112 ± 30 d	?	$3{,}0 \cdot 10^8$

(die letzte Periode wurde früher ungenau zu 52 ± 8 d angegeben).

IV. In der bestrahlten Ausgangssubstanz vor der chemischen Trennung:

Halbwertszeiten: 12 ± 2 min und 45 ± 5 min.

Zinn hat sehr viele stabile Isotope, so daß die Zuordnung der Umwandlungsmöglichkeiten zu den Perioden auf erhebliche Schwierigkeiten stößt. Die bisherigen Versuche in dieser Hinsicht werden im folgenden auseinandergesetzt.

Die Isotope des Zinns und seiner Nachbarn sind:

$_{49}In$			113		115								
$_{50}Sn$	112			114	115	116	117	118	119	120	122		124
$_{51}Sb$										121		123	

Damit sind folgende Umwandlungen möglich:

I. Indium-Teil:

1. 26-h-Periode:

$$^{114,\,116}_{50}Sn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{112,\,117}_{49}In + {}^{4}_{2}\alpha$$
$$^{112,\,117}_{49}In \rightarrow {}^{112,\,117}_{50}Sn + e^- ;$$

2. Periode von mehreren Monaten:

$$^{114}_{50}Sn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{113}_{49}In + {}^{4}_{2}\alpha$$
$$^{113}_{49}In \rightarrow {}^{113}_{48}Cd + e^+ .$$

Auf die Isotope $^{116}_{50}Sn$ und $^{118}_{50}Sn$ wurden die bei Beschießung mit Neutronen beobachteten Perioden von 13 s, 54 min und 3,5 h

zurückgeführt. Sie kommen somit zur Erklärung der Aktivitäten vorläufig nicht in Frage.

II. Zinn-Teil:

3. 28-h-Periode

entweder

$$^{120}_{50}Sn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{121}_{50}Sn + {}^{1}_{1}H$$

$$^{121}_{50}Sn \rightarrow {}^{121}_{51}Sb + e^{-},$$

(wenn die 28-h-Periode des Zinks mit der 24-h-Periode des Antimons identisch ist, würde der obigen Gleichung die Umwandlung des Antimons:

$$^{123}_{51}Sb + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{121}_{50}Sn + {}^{4}_{2}\alpha$$

$$^{121}_{50}Sn \rightarrow {}^{121}_{51}Sb + e^{-}$$

entsprechen)

oder

$$^{122}_{50}Sn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{123}_{50}Sn + {}^{1}_{1}H$$

$$^{123}_{50}Sn \rightarrow {}^{123}_{51}Sb + e^{-}.$$

4. Periode von mehreren Monaten

a) Für eventuelle Elektronenemission kann einer der beiden, unter 3. von $^{120}_{50}Sn$ und $^{122}_{50}Sn$ abgeleiteten Prozesse in Frage kommen;

b) für eventuelle Positronenemission:

$$^{112}_{50}Sn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{113}_{50}Sn + {}^{1}_{1}H$$

$$^{113}_{50}Sn \rightarrow {}^{113}_{49}In + e^{+}.$$

III. Antimon-Teil:

5. 13-h-Periode

$$^{119,\,124}_{50}Sn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{120,\,125}_{51}Sb + {}^{1}_{0}n$$

$$^{120,\,125}_{51}Sb \rightarrow {}^{120,\,125}_{50}Sn + e^{+}$$

$$\searrow\ {}^{120,\,125}_{52}Te + e^{-}$$

$$(e^{-} : e^{+} = 5 - 10 : 1).$$

Nach diesem Ansatz müßte $^{125}_{50}Sn$ stabil sein, im Gegensatz zu der Deutung der Zinnperioden bei Beschießung mit Neutronen gemäß:

$$^{124}_{50}Sn + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{125}_{50}Sn$$

$$^{125}_{50}Sn \rightarrow {}^{125}_{51}Sb + e^{-}$$

$$^{125}_{51}Sb \rightarrow {}^{125}_{52}Te + e^{-}.$$

$_{50}Sn$	118	119	120		122			124				
$_{51}Sb$				121		123						
$_{52}Te$					122	123	124	125	126	128	130	

6. 112-d-Periode

$$^{120,\,122}_{50}Sn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{122,\,124}_{51}Sb + \gamma$$

$$^{122,\,124}_{51}Sb \rightarrow {}^{122,\,124}_{52}Te + e^{-}$$

IV. Bestrahlte Ausgangssubstanz vor der chemischen Trennung:

7. Die 12-min-Periode ist vermutlich identisch mit der 10,3-min-Periode des $^{13}_{7}N$.

8. Die 45-min-Periode ist vielleicht identisch mit der 54-min-Periode des $^{114}_{49}In$ oder $^{116}_{49}In$. Es würde dann:

$$^{116,\,118}_{50}Sn + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{114,\,116}_{49}In + {}^{4}_{2}\alpha$$

$$^{114,\,116}_{49}In \rightarrow {}^{114,\,116}_{50}Sn + e^{-}$$

gelten.

Vorstehendes kann dahin zusammengefaßt werden, daß:

$^{112}_{50}Sn$ für die Periode von mehreren Monaten gemäß 4b,

$^{114}_{50}Sn$ entweder für die Periode von 26 h. gemäß 1.,
oder für die von mehreren Monaten gemäß 2.,

$^{116}_{50}Sn$ für die Periode von 45 min gemäß 8.,

$^{118}_{50}Sn$ für die Periode von 45 min gemäß 8.,

$^{119}_{50}Sn$ für die Periode von 26 h gemäß 1.,
für die Periode von 13 h gemäß 5.,

$^{120}_{50}Sn$ für die Periode von 28 h gemäß 3.,
für die Periode von 112 d gemäß 6.,

$^{122}_{50}Sn$ für die Periode von 28 h gemäß 3.,
für die Periode von 112 d gemäß 6.

$^{124}_{50}Sn$ für die Periode von 13 h gemäß 5.

verantwortlich gemacht werden können.

51. *Sb.* Antimon gehört zu den Elementen, die erst in letzter Zeit auf eine Radioaktivität durch Deutonen untersucht wurden. Livingood (211, 214) berichtet von folgenden Aktivitäten.

Halbwertszeit	Emitt. Teilchen	Ausbeute (Deuton/Zerfall)
50 ± 4 d	e^{-}	$1{,}4 \cdot 10^{7}$
68 ± 2 h	e^{-}	$0{,}7 \cdot 10^{7}$
24 ± 2 h	e^{-}	$1{,}2 \cdot 10^{8}$

In Anbetracht der stabilen Isotope des Antimons und seiner Nachbarn:

gibt es augenscheinlich keine Möglichkeit für die Entstehung eines aktiven Tellurisotops bei der Beschießung von Antimon mit Deutonen.

Zwei Möglichkeiten bestehen für die Bildung eines aktiven Antimonisotops:

$$^{121,123}_{51}Sb + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{122,124}_{51}Sb + {}^{1}_{1}H$$
$$^{122,124}_{51}Sb \rightarrow {}^{122,124}_{52}Te + e^{-}$$

und eine Möglichkeit für die Bildung eines aktiven Zinn-Isotops:

$$^{123}_{51}Sb + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{121}_{50}Sn + {}^{4}_{2}\alpha$$
$$^{121}_{50}Sn \rightarrow {}^{121}_{51}Sb + e^{-}.$$

Die beiden Perioden von 50 d und 68 h, wobei letztere eventuell identisch mit der von Fermi bei Beschießung mit Neutronen beobachteten Periode von 2,5 d ist, werden den mit der Bildung der aktiven Antimonisotope verbundenen Umwandlungsmöglichkeiten zugeschrieben. Die 24-h-Periode wird mit der 28-h-Periode des Zinns identisch sein und zu dem Prozeß gehören, in dem das aktive Zinnisotop entsteht.

Die obere Grenze der Elektronenenergie beträgt etwa $0{,}25 \cdot 10^{6}$ eV.

78. *Pt.* Die bereits früher bekannte Aktivität des Platins ist inzwischen eingehender untersucht worden. Cork und Lawrence (185, 218) geben vier Perioden von 28 min, 49 min, 8,5 h und 14,5 h mit Elektronen- und Positronenemission an. Als aktive Elemente sind Iridium und Platin chemisch festgestellt worden.

Die Aktivität nimmt nicht monoton mit der Deutonenenergie zu, sondern hat scharfe, auf Resonanzstellen hinweisende Maxima.

Es werden folgende Umwandlungsmöglichkeiten angesetzt:

1. 49-min-Periode

$$^{192}_{78}Pt + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{193}_{78}Pt + {}^{1}_{1}H$$
$$^{193}_{78}Pt \rightarrow {}^{193}_{77}Ir + e^{+};$$

2. 14,5-h-Periode

$$^{196}_{78}Pt + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{197}_{78}Pt + {}^{1}_{1}H$$
$$^{197}_{78}Pt \rightarrow {}^{197}_{79}Au + e^{-};$$

3. und 4. 28-min- und 8,5-h-Perioden

$$^{196}_{78}Pt + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{194}_{77}Ir + {}^{4}_{2}\alpha$$
$$^{194}_{77}Ir \rightarrow {}^{194}_{78}Pt + e^{-};$$

$$^{194}_{78}Pt + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{192}_{77}Ir + {}^{4}_{2}\alpha$$
$$^{192}_{77}Ir \rightarrow {}^{192}_{76}Os + e^{+}.$$

Eine Positronenemission ist allerdings, wie man es nach den Umwandlungsgleichungen erwarten sollte, noch nicht beobachtet worden.

79. *Au.* Cork und Thornton (242) finden neuerdings bei Gold Aktivitäten, für die gemäß chemischer Untersuchungen ein Iridium- und ein Goldisotop verantwortlich zu machen sind. Als Umwandlungsprozesse kommen in Frage:

1. $$^{197}_{79}Au + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{198}_{79}Au + {}^{1}_{1}H$$
$$^{198}_{79}Au \rightarrow {}^{198}_{80}Hg + e^{-};$$

2. $$^{197}_{79}Au + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{194}_{77}Ir + {}^{1}_{1}H + {}^{4}_{2}\alpha$$
$$^{194}_{77}Ir \rightarrow {}^{194}_{78}Pt + e^{-}$$
$$\searrow\ {}^{194}_{76}Os + e^{+}.$$

82. *Pb.* Thornton und Cork (252) beobachteten bei Blei eine mit Elektronenemission verbundene Aktivität von 3 h.

83. *Bi.* Livingood (195b, 214) fand bei Wismut eine Aktivität von 5 d und Emission von Elektronen gemäß:

$$^{209}_{83}Bi + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{210}_{83}Bi + {}^{1}_{1}H$$
$$^{210}_{83}Bi \rightarrow {}^{210}_{84}Po + e^{-}.$$

$^{210}_{83}Bi$ hat dieselbe Kern- und Massenzahl wie Radium *E*. Ist es auch mit ihm identisch und nicht nur isomer (siehe $Bi + {}^{1}_{0}n$), so ist zu erwarten, daß es in Polonium unter Aussendung eines Elektrons und dann in Blei unter Aussendung eines α-Teilchens übergeht. Das stimmt mit dem experimentellen Befund überein. Es konnten nämlich α-Teilchen gleicher Reichweite wie die des Poloniums gefunden werden, und die Halbwertszeit von 5 d zeigt auch Radium *E*.

Unter den Kernen der leichtesten Elemente $^{1}_{1}H$, $^{2}_{1}D$, $^{3}_{1}T$, $^{3}_{2}He$, $^{4}_{2}He$, $^{6}_{3}Li$, $^{7}_{3}Li$, $^{8}_{4}Be$ usw. fehlt der Kern der Massenzahl 5, dessen Masse von Oliphant aus den Massendefekten der leichten Kerne zu 5.0125 geschätzt wird. Dieser freie Platz kann entweder von einem Heliumisotop oder von einem Lithiumisotop eingenommen werden, wahrscheinlich aber von ersterem. Da die oben aufgeführten Kerne auch bei Kernprozessen auftreten, suchten Kempton, Brown und Maasdorp (227) bei geeigneten Prozessen nach dem $^{5}_{2}He$-Kern.

Sie beschossen deshalb Lithium mit Deutonen, wobei die Umwandlung

$$^{7}_{3}Li + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{5}_{2}He$$

neben der bereits bekannten

$$^{7}_{3}Li + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{4}_{2}He + {}^{1}_{0}n$$

auftreten könnte.

Der letzte Prozeß hat eine kontinuierliche Energieverteilung der α-Teilchen bis $8{,}1 \cdot 10^6$ eV. Bei Existenz der ersteren Umwandlung würden sich dieser kontinuierlichen Verteilung zwei homogene Gruppen überlagern. Und zwar hätten die ${}^5_2He$-Kerne größere Energie als $8{,}1 \cdot 10^6$ eV, wenn sie stabil sind, und eine kleinere Energie, wenn sie instabil sind.

Kempton u. a. können keine homogenen Gruppen und damit keine Anzeichen des Auftretens von ${}^5_2He$-Kernen finden.

IV. Künstliche Radioaktivität durch Neutronen.

Die Zahl der durch Neutronen aktivierbaren Elemente konnte seit dem ersten Bericht vergrößert werden, ohne daß sich dabei etwas grundsätzlich Neues ergeben hätte.

3. *Li.* Die Beschießung von Lithium mit Neutronen führt über

$$^7_3Li + {}^1_0n \rightarrow {}^8_3Li$$
$$^8_3Li \rightarrow {}^8_4Be + e^-$$

zu einem aktiven Lithiumisotop, das nach Knol und Veldkamp (200) und Nahmias und Walen (236) mit einer Halbwertszeit von 0,75 s zerfällt. Anfänglich konnten Nahmias und Walen (204) ebenso wie Bjerge (198) keine Aktivität beobachten.

4. *Be.* Bjerge (198, 222) findet bei Beryllium eine starke, durch Abbremsung der Neutronen nicht verstärkbare Aktivität von $0{,}9 \pm 0{,}2$ s, Nahmias und Walen (225) eine solche von 0,7s.

Die obere Grenze der Elektronenenergie liegt bei $3{,}7 \cdot 10^6$ eV (222).

5. *B.* Nahmias und Walen (225, 236) ordnen die Halbwertszeit von 0,7 s dem Prozeß

$$^{11}_5B + {}^1_0n \rightarrow {}^8_3Li + {}^4_2\alpha$$
$$^8_3Li \rightarrow {}^8_4Be + e^-$$

in Übereinstimmung mit der Aktivität des Lithiums zu. Die beobachtete Periode von 0,02 s rührt eventuell vom Kern ${}^{12}_5B$ her.

Bjerge (198) kann dagegen eine Aktivität unter einer Sekunde nicht finden.

6. *C.* Nach Bjerge (198) hat Kohlenstoff keine Aktivität mit einer Halbwertszeit unter einer Sekunde.

7. *N.* McMillan (217) beobachtet bei Stickstoff eine Periode von drei Monaten. Die obere Grenze der Elektronenenergie ist etwa $0{,}2 \cdot 10^6$ eV.

Eine Periode unter einer Sekunde konnte von Bjerge (198) nicht gefunden werden.

8. *O.* Sauerstoff hat nach Bjerge (198) keine Periode unter einer Sekunde.

9. *F.* Die Halbwertszeit der Fluoraktivität von 9 s wird von Naidu (203) bestätigt. Eine Periode unter einer Sekunde ist nach den Messungen von Bjerge (198) nicht vorhanden. Nahmias und Walen (225) beobachten zwei Zerfallszeiten von 8,4 und 31 s. Bei Abbremsung der Neutronen erhöht sich die kürzere Zerfallszeit auf 8,9 s, was wahrscheinlich auf das Vorhandensein einer zweiten, eng benachbarten Periode, die durch langsame Neutronen verstärkt wird, hindeutet.

Es werden folgende Umwandlungsgleichungen angesetzt für

die lange Periode:

$$^{19}_9F + {}^1_0n \rightarrow {}^{19}_8O + {}^1_1H$$
$$^{19}_8O \rightarrow {}^{19}_9F + e^-,$$

die beiden kurzen Perioden:

$$^{19}_9F + {}^1_0n \rightarrow {}^{16}_7N + {}^4_2\alpha$$
$$^{16}_7N \rightarrow {}^{16}_8O + e^-$$

und

$$^{19}_9F + {}^1_0n \rightarrow {}^{20}_9F$$
$$^{20}_9F \rightarrow {}^{20}_{10}Ne + e^-.$$

Die obere Grenze der Elektronenenergie wird zu $7 \pm 2 \cdot 10^6$ eV angegeben (203).

11. *Na.* Nahmias und Walen (225) finden bei Natrium die bisher noch nicht bekannte Periode von 8 s gemäß

$$^{23}_{11}Na + {}^1_0n \rightarrow {}^{20}_9F + {}^4_2\alpha$$
$$^{20}_9F \rightarrow {}^{20}_{10}Ne + e^-.$$

Die Halbwertszeit der auf ${}^{23}_{10}Ne$ zurückgeführten Aktivität war von Fermi früher zu 40 s angegeben worden. Nahmias und Walen (225) messen sie zu 33 s.

Eine Aktivität mit einer Halbwertszeit unter einer Sekunde ist nach Bjerge (198) nicht vorhanden.

13. *Al.* Pose (189) kann die Richtigkeit der bereits früher angenommenen Umwandlungsgleichung:

$$^{27}_{13}Al + {}^1_0n \rightarrow {}^{24}_{11}Na + {}^4_2\alpha$$
$$^{24}_{11}Na \rightarrow {}^{24}_{12}Mg + e^-$$

direkt durch Nachweis der α-Teilchen bestätigen.

Bjerge (198) suchte vergeblich nach einer Aktivität unter einer Sekunde.

16. *S.* Frühere Werte für die Halbwertszeit der Schwefelaktivität lagen zwischen 14 und 18 d. Sizoo und Koene (255) messen sie neuerdings zu 15 d.

Die obere Grenze der Elektronenenergie liegt nach Alichanow u. a. (243) bei $1{,}95 \cdot 10^6$ eV.

17. *Cl.* Aus bestrahltem Chlor gelingt Andersen (190, 202) die Isolation eines Schwefelisotops mit einer Zerfallszeit von 80 ± 10 d.

Eine Periode unter einer Sekunde ist nach Bjerge (198) nicht vorhanden.

Die obere Grenze der Elektronenenergie ist nach Alichanow u. a. (243) $1{,}95 \cdot 10^6$ eV, wie bereits früher angegeben.

18. *A.* Snell (194) findet bei Argon eine schwache Aktivität von 110 min entsprechend seinen Beobachtungen bei Beschießung mit Deutonen.

Es tritt eine γ-Strahlung von $1{,}5 \cdot 10^6$ eV auf. Die Aktivität setzt bei einer Energie von $2 \cdot 10^6$ eV ein.

21. *Sc.* Hevesy (168c) findet einen zweiten aktiven Prozeß:

$$^{45}_{21}Sc + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{46}_{21}Sc$$

$$^{46}_{21}Sc \rightarrow {}^{46}_{22}Ti + e^-$$

mit einer Halbwertszeit von mehreren Jahren.

Die mittlere Elektronenenergie ist $2{,}6 \cdot 10^5$ eV.

25. *Mn.* Die Aktivität des Mangans ist in neueren Arbeiten auf die obere Energiegrenze der Elektronenemission hin untersucht worden. Die Ergebnisse weichen voneinander ab. Da Angaben fehlen, auf welche der Mangan-Perioden sich die einzelnen Werte beziehen, ist über die Ursache der Unstimmigkeit nichts zu sagen.

Nach Gaerttner, Turin und Crane (219) folgt als obere Energiegrenze bei Extrapolation gemäß der K.-U.-Theorie $2{,}8 \cdot 10^6$ eV. Alichanow u. a. (243) finden wie früher $3{,}2 \cdot 10^6$ eV. Brown und Mitchell (224) zerlegen das Elektronenspektrum in zwei, mit der K.-U.-Theorie in Einklang stehende Teilspektren mit den Grenzen 1,2 und $2{,}9 \cdot 10^6$ eV. Wahrscheinlich haben beide Spektren dieselbe Halbwertszeit. Ihre Energiedifferenz wäre dann durch die beobachtete, aber noch nicht gemessene γ-Strahlung zu erklären.

Aus Messungen von Goldsmith und Rasetti (209) geht hervor, daß die bereits bekannte 2,5-h-Periode erst durch Neutronen von 30 bis 85 Volt angeregt wird.

26. *Fe.* Bjerge (198) kann eine Aktivität mit einer Halbwertszeit unter einer Sekunde nicht finden.

27. *Co.* Bei Kobalt beobachtet Rotblat (155) eine bisher unbekannte Periode von 20 min, die nur bei langsamen Neutronen auftritt und durch den Prozeß:

$$^{59}_{27}Co + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{60}_{27}Co$$

gedeutet wird.

Außerdem tritt nach Andersen (199) noch eine Aktivität von 72 h auf, für die gemäß chemischer Untersuchungen das Eisenisotop $^{59}_{26}Fe$ verantwortlich zu machen ist:

$$^{59}_{27}Co + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{59}_{26}Fe + {}^{1}_{1}H$$

$$^{59}_{26}Fe \rightarrow {}^{59}_{27}Co + e^-.$$

Sampson, Ridenour und Bleakney (210) finden nach Bestrahlung mit langsamen Neutronen eine starke Aktivität von der Größenordnung eines Jahres.

Sie schreiben die von ihnen gefundene Periode dem Rotblatschen Prozeß:

$$^{59}_{27}Co + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{60}_{27}Co$$

und die Rotblatsche Aktivität dem Prozeß:

$$^{57}_{27}Co + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{58}_{27}Co$$

zu. Das stabile Isotop $^{57}_{27}Co$ ist von ihnen massenspektrographisch nachgewiesen worden. Es steht zu $^{59}_{27}Co$ in einem Häufigkeitsverhältnis von 1 : 600.

29. *Cu.* Heyn (232) untersucht die Kupferaktivität bei Verwendung verschiedener Neutronenquellen. Seine Ergebnisse sind nachstehend zusammengestellt, wobei P die Verwendung von Paraffin zur Abbremsung der Neutronen und $Ag + Cd$ die Verwendung von Silber und Kadmium zur Ausfilterung langsamer Neutronen bedeutet:

Neutronenquelle	Periode(n)
$^{2}_{1}D + {}^{2}_{1}D$	6 min (schwach)
$^{2}_{1}D + {}^{2}_{1}D + P$	6 min
$Be + {}^{2}_{1}D + P$	
$Be + {}^{2}_{1}D$	6 min (schwach)
$Li + {}^{2}_{1}D$	$10{,}5 \pm 0{,}5$ min
$Li + {}^{2}_{1}D + Ag + Cd$	$10{,}5 \pm 0{,}5$ min

Die 6-min-Periode entspricht der von Fermi früher angegebenen 5-min-Periode. Sie erfordert nach Goldsmith und Rasetti (209) zu ihrer Anregung Neutronen mit einer Energie von 30 bis 85 Volt.

Die 10,5-min-Periode erscheint nur bei schnellen Neutronen, ist also nicht auf ein Co-Isotop zurückzuführen.

Deshalb wird als Umwandlungsprozeß angenommen:

$$^{63}_{29}Cu + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{62}_{29}Cu + {}^{1}_{0}n + {}^{1}_{0}n$$

$$^{62}_{29}Cu \rightarrow {}^{62}_{28}Ni + e^+.$$

Müller (256) findet lediglich die 6,1 ± 0,2-min-Periode.

Eine Aktivität unter einer Sekunde ist nach Bjerge (198) nicht vorhanden.

30. *Zn.* Madsen (231) bestätigte die beobachtete Zinkaktivität von 100 min und führt sie gemäß chemischer Untersuchungen auf ein Nickelisotop zurück.

Sie ist etwa zehnmal kleiner als die durch aktives Kupfer verursachte Aktivität mit der Halbwertszeit von 17 h.

Heyn (232) fand bei verschiedenen Neutronenquellen nachstehend zusammengefaßte Ergebnisse, wobei P die Verwendung von Paraffin zur Abbremsung der Neutronen und $Ag + Cd$ die Verwendung von Silber und Kadmium zur Ausfilterung langsamer Neutronen bedeutet.

Neutronenquelle	Perioden
$^2_1D + ^2_1D$	Keine Aktivität
$^2_1D + ^2_1D + P$	60 min
$Be + ^2_1D + P$	60 min
$Be + ^2_1D$	Keine Aktivität
$Li + ^2_1D$	6 min und 60 min
$Li + ^2_1D + Ag + Cd$	6 min und 60 min

Die 60-min-Periode entspricht wahrscheinlich der 100-min-Periode von McLennan u. a. und Madsen, die 6-min-Periode der 5-min-Periode von Fermi.

Für die 60-min-Periode sind Neutronen erheblicher Energie erforderlich. Es wird ihr folgender Umwandlungsprozeß zugrunde gelegt:

$$^{66}_{30}Zn + ^1_0n \rightarrow ^{65}_{30}Zn + ^1_0n + ^1_0n$$
$$^{65}_{30}Zn \rightarrow ^{65}_{29}Cu + e^+ .$$

Bjerge (198) konnte eine Aktivität unter einer Sekunde nicht finden.

33. *As.* Nach Goldsmith und Rasetti (209) wird die Aktivität des Arsens erst durch Neutronen von 30–85 Volt angeregt. Brown und Mitchell (224) zerlegen das β-Spektrum in zwei mit der K.-U.-Theorie in Einklang stehende Teilspektren mit den oberen Grenzen 1,09 und $3{,}4 \cdot 10^6$ eV. Aus beiden Spektren folgt dieselbe Halbwertszeit. Die Energiedifferenz muß sich als γ-Strahlung wiederfinden.

34. *Se.* Nach den Untersuchungen von Bjerge (198) ist bei Selen eine Periode mit einer Halbwertszeit unter einer Sekunde nicht vorhanden.

35. *Br.* Nach Beobachtungen von Goldsmith und Rasetti (209) wird die bekannte 18-min-Periode erst durch Neutronen von 30 bis 85 Volt angeregt.

Johnson und Hamblin (223) finden eine weitere Aktivität von 24 h. Ihre Anfangsintensität verhält sich zu denen der 18-min- und 4,2-h-Aktivität wie 1 : 8 : 3,5.

Zu den bisher bekannten drei Umwandlungsmöglichkeiten tritt als vierte hinzu:

$$^{81}_{35}Br + ^1_0n \rightarrow ^{80}_{35}Br + ^1_0n + ^1_0n .$$

Die Werte von Alichanow u. a. (243) für die oberen Energiegrenzen der

18-min-Periode mit $2{,}00 \cdot 10^6$ eV,
4,2-h-Periode mit $2{,}05 \cdot 10^6$ eV,
36-h-Periode mit $0{,}85 \cdot 10^6$ eV

stehen in Einklang mit den bisherigen Daten.

45. *Rh.* Die Halbwertszeiten der beiden Rhodium-Aktivitäten waren zu 3,9 min und 35 bzw. 44 s bestimmt worden. Müller (256) mißt sie zu 3,8 ± 0,1 min und 35 s, identifiziert aber letztere mit der 40-s-Periode des Rutheniums. Als Umwandlungsprozeß wird für

die 35-s-Periode

$$^{103}_{45}Rh + ^1_0n \rightarrow ^{103}_{44}Ru + ^1_1H$$
$$^{103}_{44}Ru \rightarrow ^{103}_{45}Rh + e^- ,$$

die 3,8-min-Periode

$$^{103}_{45}Rh + ^1_0n \rightarrow ^{104}_{45}Rh$$
$$^{104}_{45}Rh \rightarrow ^{104}_{46}Pd + e^-$$

angesetzt.

Die Elektronen haben nach Döpel (171) eine Halbwertsdicke von 0,45 mm *Al*.

Durch Abbremsung der Neutronen kann die rasch abklingende Aktivität um das 60fache, die langsam abklingende um das 20fache verstärkt werden.

Gaerttner, Turin und Crane (219) bestimmen aus der K.-U.-Theorie die obere Energiegrenze der aus der kurzen Periode stammenden Elektronen zu $2{,}8 \cdot 10^6$ eV, Alichanow u. a. (243) zu $2{,}5 \cdot 10^6$ eV, abweichend von dem Wert $3{,}6 \cdot 10^6$ eV von Naidu (203).

Nach Goldsmith und Rasetti (209) besteht eine Resonanzstelle für Neutronen der Energie 1–5 Volt.

46. *Pd.* Kourtschatow u. a. (168b) beobachten bei Palladium zwei weitere Perioden von 3 min und etwa 60 h.

47. *Ag.* Gueben (234) findet bei Silber die Periode von

50 s durch schnelle Neutronen,
etwa 30 s durch langsame Neutronen und
2,5 min durch schnelle und langsame Neutronen.

Die beiden letzten Perioden, die bereits früher beobachtet wurden, mißt Müller (256) zu 22 ± 1 s und $2{,}4 \pm 0{,}1$ min. Außerdem findet er Anzeichen einer Aktivität von 70 min.

Die 50-s-Periode rührt eventuell vom Rhodiumisotop $^{104}_{45}Rh$ gemäß

$$^{107}_{47}Ag + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{104}_{45}Rh + ^{4}_{2}\alpha$$

her. Eine Aktivität unter einer Sekunde ist nach Bjerge (198) nicht vorhanden.

Goldsmith und Rasetti (209) berichten, daß die 22-s-Periode eine Resonanzstelle für Neutronen der Energie von 1–3 Volt zeigt, während die 2,3-min-Periode erst durch Neutronen von 30–85 Volt angeregt wird. Gaerttner u. a. (219) bestimmen aus der K.-U.-Theorie die obere Energiegrenze der vom 22-s-Isotop stammenden Elektronen zu $2{,}8 \cdot 10^6$ eV in Einklang mit Alichanow u. a. (148), nicht aber in Einklang mit dem Wert $3{,}8 \cdot 10^6$ eV von Naidu (203).

48. *Cd.* Kadmium hat nach Untersuchungen von Bjerge (198) keine Periode unter einer Sekunde.

49. *In.* Nach Goldsmith und Rasetti (209) besteht für die 13-s- und 54-min-Periode des Indiums eine Resonanzstelle für Neutronen der Energie 1–5 Volt.

Die obere Grenze des β-Spektrums wird von Gaerttner u. a. (219) nach der K.-U.-Theorie für die

54-min-Periode zu $1{,}3 \cdot 10^6$ eV,
13-s-Periode zu $3{,}2 \cdot 10^6$ eV

extrapoliert.

Brown und Mitchell (224) geben die obere Grenze nur eines Spektrums zu $1{,}45 \cdot 10^6$ eV an.

50. *Sn.* Nahmias (191) und Naidu (193) finden ebenso wie früher Matzner bei Zinn eine Aktivität, als deren Ursache sie den Prozeß:

$$^{122}_{50}Sn + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{123}_{50}Sn$$

$$^{123}_{50}Sn \rightarrow ^{123}_{51}Sb + e^-$$

vermuten.

Die Aktivität ist schwach – nach Naidu nur $^1/_{100}$ der 5-min-Aktivität des Kupfers –, was mit der geringen Häufigkeit des $^{122}_{50}Sn$-Isotops von 5 Proz. in Einklang steht.

Nahmias beobachtet als Halbwertszeit etwa 6 min, Naidu zwei Perioden von 8 ± 2 min und 18 ± 2 min. Letztere ist doppelt so stark wie die erstere.

Bjerge (198) kann eine Aktivität unter einer Sekunde nicht finden.

51. *Sb.* Die bereits bekannte 2,5-d-Periode des Antimons entspricht wahrscheinlich der von Livingood (211) bei Beschießung mit Deutonen gefundenen Periode von 68 h.

53. *J.* Nach Messungen von Goldsmith und Rasetti (209) wird die 25-min-Aktivität des Jods erst durch Neutronen von 30–85 Volt angeregt.

Alichanow u. a. (243) bestimmen die obere Energiegrenze der aus der 25-min-Periode stammenden Elektronen zu $2{,}1 \cdot 10^6$ eV in Einklang mit den bisherigen Daten.

55. *Cs.* und

58. *Ce.* Fünfer (207) kann die von Döpel gefundene α-Aktivität des Cäsiums bzw. des Cers nicht nachweisen.

63. *Eu.* Naidu (203) bestätigt den früheren Wert von 9,2 h als Halbwertszeit der Europiumaktivität. Die obere Grenze der Elektronenenergie ist $1{,}9 \cdot 10^6$ eV.

66. *Dy.* Nach Gaerttner u. a. (219) ist bei Dysprosium die obere Grenze des β-Spektrums nach Extrapolation gemäß der K.-U.-Theorie $1{,}4 \cdot 10^6$ eV, nach Naidu (203) $1{,}9 \cdot 10^6$ eV.

69. *Tu.* Neuninger und Rona (196), sowie Curie und Preiswerk (237) finden bei Thulium eine intensive Aktivität von mehreren Monaten; letztere geben etwa 8 Monate an. Der Umwandlungsprozeß ist wahrscheinlich:

$$^{169}_{69}Tu + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{170}_{69}Tu\,, \qquad ^{170}_{69}Tu \rightarrow ^{170}_{70}Yb + e^-\,.$$

Die Elektronen haben eine Halbwertsdicke von 0,15 mm *Al* (196).

Die außerdem beobachtete Periode von 3 h (237) könnte auf Verunreinigung durch Dysprosium oder Ytterbium zurückzuführen sein.

73. *Ta.* Fomin und Houtermans (206) weisen eine schwache Aktivität des Tantals von etwa 200 d nach. Die Form des β-Spektrums läßt aber die Möglichkeit zu, daß zwei Perioden von je mehr als 80 d bestehen. Die emittierten β-Teilchen sind energiearm.

74. *W.* Die Halbwertszeit der Wolframaktivität beträgt nach Jaeckel (246) 24,5 h; sie war früher zu 23 bzw. 24 h gemessen worden. Die selektiv absorbierten Neutronen haben eine Energie von 9 ± 4 Volt.

75. *Re.* Kourtschatow u. a. (168b) beobachten bei Rhenium zwei Perioden: von 20 h und 85 h; erstere in Übereinstimmung mit dem früheren Wert von Fermi.

Beide Aktivitäten haben ungefähr gleiche Anfangsintensität.

Nach Goldsmith u. a. (209) werden sie erst durch Neutronen von 30–85 Volt angeregt.

76. *Os.* Kourtschatow u. a. (168b) messen die Halbwertszeit der Osmiumaktivität zu 40 h;

sie weicht von dem bisherigen Wert 23 h erheblich ab. Die Aktivität war sehr schwach.

77. *Ir.* Nach Goldsmith u. a. (209) besteht für die bekannte 19-h-Periode des Iridiums eine Resonanzstelle für Neutronen der Energie von 1–5 Volt. Alichanow u. a. (243) finden den früher angegebenen Wert für die obere Grenze der Elektronenenergie von $2{,}2 \cdot 10^6$ eV.

79. *Au.* Kourtschatow und Latyschew (168a) bestätigen die bereits bekannte Aktivität von 72 h. Die zeitliche Abnahme der γ-Strahlung liefert im Gegensatz zu bisherigen Messungen dieselbe Halbwertszeit.

Goldsmith u. a. (209) beobachten, daß eine Resonanzstelle für Neutronen der Energie 1 bis 5 Volt besteht.

Nach Alichanow u. a. (243) liegt die obere Grenze der Elektronenenergie, wie bisher angegeben, bei $1{,}15 \cdot 10^6$ eV.

80. *Hg.* Eine Aktivität des Quecksilbers ist erst in einer neueren Untersuchung von Andersen (190) gefunden worden. Sie wird durch den Prozeß:

$$^{204}_{80}Hg + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{205}_{80}Hg$$

$$^{205}_{80}Hg \rightarrow {}^{205}_{81}Tl + e^-$$

erklärt. Ihre Halbwertszeit beträgt 40 ± 5 h.

Ihre schwache Intensität steht in Einklang mit dem seltenen Vorkommen des $^{204}_{80}Hg$-Isotops von nur etwa 7 Proz.

82. *Pb.* Nach den Untersuchungen von Bjerge (198) hat Blei keine Aktivität unter einer Sekunde.

83. *Bi.* Sosnowski führte die Aktivität des Wismuts auf den Kern $^{210}_{83}Bi$ zurück, der bei gleicher Kern- und Massenzahl andere Eigenschaften wie $^{210}_{83}Ra$ haben sollte.

Den Kern $^{210}_{83}Bi$ hält auch Livingood (195b, 214) bei der bei Beschießung mit Deutonen auftretenden Aktivität des Wismuts für den Träger der Aktivität. Die Zerfallseigenschaften weisen hier aber eindeutig auf die Identität von $^{210}_{83}Bi$ und $^{210}_{83}Ra$ hin.

90. *Th.* Rona und Neuninger (205) finden außer den bereits bekannten Perioden des Thoriums noch eine von 42 h, als deren Ursache sie ein Aktiniumisotop nachweisen können.

Die Einordnung der verschiedenen Elemente in die Zerfallsreihe $(4n + 1)$ geschieht in etwas anderer Form als bisher (Fig. 1):

Das Aktiniumisotop $^{225}_{89}Ac$ hat im Vergleich zu den beiden anderen Isotopen $^{229}_{89}Ac$ und $^{232}_{89}Ac$ wegen seiner kleineren Masse eine größere Halbwertszeit und kleinere Energie der β-Strahlung in Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen.

Als Ausgangsisotop der Reihe $(4n + 1)$ hat das Uranisotop $^{237}_{92}U$ zu gelten, das bisher nicht beobachtet werden konnte. Seine Existenz ist aber nicht ausgeschlossen, zumal Dempster (168d) erst kürzlich $^{235}_{92}U$, das Ausgangsisotop des Protaktiniums, gefunden hat.

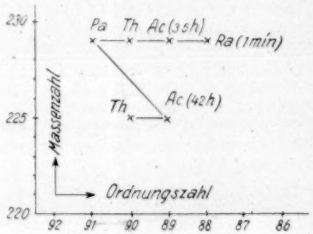


Fig. 1.

92. *U.* Die Beobachtungsdaten der Uranaktivität werden in Anbetracht ihrer großen Wichtigkeit im folgenden ausführlich diskutiert.

Hahn und Meitner (177) konnten zeigen, daß alle Daten drei nebeneinander verlaufenden Prozessen zugeordnet werden können:

I. $^{238}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{235}_{90}Th + {}^{4}_{2}\alpha$

$$^{235}_{90}Th \xrightarrow{\beta} {}^{235}_{91}Pa \xrightarrow{\beta} {}^{235}_{92}U \xrightarrow{\beta}$$

$$^{235}_{93}Eka\text{-}Re \xrightarrow{\alpha} {}^{231}_{91}Pa\,.$$

Alle eventuell jenseits vom Uran liegenden Elemente wurden chemisch entfernt und das Uran vom Thorium und Protaktinium getrennt. Dann zeigte sich beim

$(Th + Pa)$ eine Aktivität von 4 min, die $^{235}_{90}Th$ zugeschrieben wird, weil es als schwereres Isotop zu $^{233}_{90}Th$ (30 min) und $^{233}_{91}Pa$ (2,5 min) eine kürzere Halbwertszeit hat, und beim

Uran eine Elektronenemission von 24 ± 2 min, die $^{235}_{92}U$ zugeordnet werden muß.

Der Prozeß I trat vorwiegend bei langsamen Neutronen ein trotz der Abspaltung eines α-Teilchens. Die Erklärung mag darin liegen, daß $^{239}_{92}U$ eine α-Instabilität besitzt, die durch Einfangen eines Neutrons ausgelöst wird.

Die Reihe

$$^{235}_{92}U \xrightarrow{\beta} {}^{235}_{93}Eka\text{-}Re \xrightarrow{\alpha} {}^{231}_{91}Pa$$

ist für die Aktiniumreihe von Bedeutung, die von dem α-strahlenden $^{235}_{92}U$ abgeleitet wird.

II. $^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{237}_{92}U + ^{1}_{0}n + ^{1}_{0}n$

$^{237}_{92}U \xrightarrow{\beta} ^{237}_{93}Eka\text{-}Re \xrightarrow{\beta} ^{237}_{94}Eka\text{-}Os$

$\xrightarrow{\beta} ^{237}_{95}Eka\text{-}Ir$.

Das Isotop $^{237}_{93}Eka\text{-}Re$ zerfiel mit 16 ± 1 min Halbwertszeit und entspricht wahrscheinlich Fermis 13 min-Isotop.

Hahn und Meitner konnten keine Verstärkung der 16-min-Aktivität durch Abbremsung der Neutronen finden.

Dem Uranisotop $^{237}_{92}U$ wird die Zerfallszeit von 40 s zugeordnet entsprechend der Fermischen Beobachtung, daß die 40-s-Periode durch langsame Neutronen nicht verstärkt wird.

III. $^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{239}_{92}U$

$^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta} ^{239}_{93}Eka\text{-}Re \xrightarrow{\beta} ^{239}_{94}Eka\text{-}Os$

$\xrightarrow{\beta} ^{239}_{95}Eka\text{-}Ir$.

Aus diesem Ansatz ergeben sich zwei Folgerungen:

1. diese Aktivität muß durch langsame Neutronen verstärkbar sein,
2. die einzelnen aktiven Isotope müssen wegen ihrer höheren Atomgewichte kurzlebiger sein als die entsprechenden der beiden ersten Prozesse I und II.

Beide Folgerungen sind bestätigt worden.

Für $^{239}_{92}Eka\text{-}Re$ ergibt sich die Halbwertszeit von $2{,}2 \pm 0{,}2$ min, für $^{239}_{94}Eka\text{-}Os$ 59 ± 2 min. Durch Änderung der Bestrahlungsdauer folgt, daß das 59-min-Isotop direkt aus dem 2,2-min-Isotop entsteht.

$^{239}_{92}U$ muß eine verstärkbare Aktivität haben von kürzerer Zerfallszeit als $^{237}_{92}U$. Beide Bedingungen sind erfüllt, wenn $^{239}_{92}U$ die 10-s-Periode zugeordnet wird.

Das 3-d-Isotop entsteht eventuell aus dem 59-min-Isotop, wäre also ein *Eka-Ir*-Isotop.

Nachstehend sind die β-strahlenden Umwandlungsprodukte zusammengestellt worden:

Isotop	Halbwertszeit	Neutronengeschwindigkeit
$^{235}_{90}Th$	4 min	langsam
$^{235}_{91}Pa$	sehr kurz ?	langsam
$^{235}_{92}U$	24 ± 2 min	langsam
$^{237}_{92}U$	40 s	schnell
$^{239}_{92}U$	10 s	langsam
$^{237}_{93}Eka\text{-}Re$	16 ± 1 min	schnell
$^{239}_{93}Eka\text{-}Re$	$2{,}2 \pm 0{,}2$ min	langsam
$(^{237}_{94}Eka\text{-}Os)$?	12 h	schnell ?
$^{239}_{94}Eka\text{-}Os$	59 ± 2 min	langsam
$(^{239}_{95}Eka\text{-}Ir)$	3 d	?

Schlußbetrachtung zur künstlichen Radioaktivität durch Neutronen.

1. Walen und Nahmias (236) suchen nach dem negativen Proton, das in den Prozessen

$$^{11}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{11}_{6}C + ^{1}_{-1}p$$

und

$$^{26}_{12}Mg + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{26}_{13}Al + ^{1}_{-1}p$$

entstehen könnte, wobei sich die beiden instabilen Kerne durch gut beobachtbare Zerfallszeiten auszeichnen.

Für das Auftreten obiger Prozesse sind jedoch keine Anzeichen gefunden worden.

2. Kikuchi, Aoki und Husimi (238) finden bei Beschießung von Kohle, Aluminium, Eisen, Nickel, Kupfer, Zink, Silber, Kadmium und Platin mit Neutronen eine Elektronenemission, für die eine Radioaktivität nicht verantwortlich gemacht werden kann, da sie mit Beendigung der Beschießung aufhört.

Es sind folgende Erklärungen möglich:

1. die Neutronen regen die betreffenden Kerne an, und die darauffolgende Emission eines γ-Quants führt über den „inneren Photoeffekt" zur Emission eines Schalenelektrons. Bei den verhältnismäßig großen Wirkungsquerschnitten des beobachteten Prozesses — für die leichten Elemente zu 10^{-25} cm², für die schweren zu 10^{-24} cm² geschätzt — müßte auch bei den leichten Elementen der Koeffizient des „inneren Photoeffekts" nahezu gleich 1 sein, im Widerspruch zu anderen Ergebnissen;
2. das auftreffende Neutron tritt in Wechselwirkung mit einem Schalenelektron und
3. das Neutron zerfällt im Kernfeld in ein Proton und Elektron.

Die beobachteten Elektronenenergien sprechen für die Richtigkeit der 3. Erklärung. In diesem Fall müßten in einer Wilsonkammer drei von einem Punkt ausgehende Spuren zu sehen sein, nämlich die des Elektrons, des Protons und des Rückstoßatoms.

Auf Grund ihrer Messungen neigen jedoch Gibson, Seaborg und Grahame (249) zur Annahme der ersten Erklärung.

3. Paneth, Glückauf und Loleit (228) haben zum erstenmal ein künstlich hergestelltes Element spektroskopisch identifiziert und quantitativ mit einem Piranimanometer gemessen.

Sie beschossen dazu Bor mit Neutronen und fingen das nach dem Prozeß

$$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{7}_{3}Li + ^{4}_{2}He$$

gebildete Helium auf.

Dabei erzeugten die aus einem Gemisch von 2,04 Curie Radon mit Beryllium stammenden Neutronen $2{,}4 \cdot 10^{-7}$ cm³ Helium während des vollständigen Zerfalls, d. h. $6{,}5 \cdot 10^{12}$ Heliumatome. Es folgt daraus, daß 1 mcurie eines Radon-Berylliumgemisches pro sec wenigstens $6{,}7 \cdot 10^{3}$ Neutronen emittiert. Ellis und Henderson (32) gaben $1 \cdot 10^{3}$, Jaeckel $1 \cdot 10^{4}$ an.

4. Die Intensitäten der üblichen Neutronenquellen sind nach Paneth (228) durch folgende Angaben ungefähr charakterisiert:

Ein Radium-Berylliumgemisch hat eine 0,75-fache Wirksamkeit, ein Radiothorium-Berylliumgemisch 1,8fache Wirksamkeit gegenüber einem Radon-Berylliumgemisch gleicher γ-Intensität.

5. Bei der besonders bei schweren Elementen vorkommenden Umwandlungsart, der Einfangung des Neutrons ohne Emission eines anderen Teilchens, tritt eine γ-Strahlung auf, die Fleischmann (226) zum Gegenstand umfangreicher Untersuchungen gemacht hat.

Die Energie dieser γ-Strahlung wird bei elf verschiedenen Elementen durch die Aufnahme der Absorptionskurve der von ihr ausgelösten Sekundärelektronen bestimmt. Aus den sich dabei ergebenden Halb- und Viertelwertsdicken, die in folgender Tabelle wiedergegeben sind, folgt die γ-Energie, wenn die Beziehung

$$1 \text{ mm } Al \text{ Halbwertsdicke} \equiv 2{,}65 \cdot 10^{6} \text{ eV}$$

zugrunde gelegt wird.

γ-Strahlen von	Halbwertsdicke in mm Al	Viertelwertsdicke in mm Al	Quantenenergie
H	0,85	1,50	$2{,}26 \cdot 10^{6}$
Al	2,20	3,95	5,8
Fe	2,90	5,50	7,7
Cu	2,80	5,10	7,4
Sc	2,20	4,10	5,8
Ag	1,40	2,75	3,7
Cd	1,55	2,95	4,1
Sm	1,25	2,20	3,3
Gd	1,50	2,70	4,0
Hg	1,70	3,45	4,5
Pb	1,60	3,35	4,2
Ra	0,75	1,30	—
$Ra\,Th$	1,00	1,75	2,65
$Be + Po_{\alpha}$	2,30	4,15	—

Die Quantenenergie des Wasserstoffes stimmt mit der Bindungsenergie des Deutons, wie man sie aus der Zertrümmerung des Deutons durch γ-Strahlen ableitet, überein.

In der Fig. 2 sind die Quantenenergien der verschiedenen Elemente graphisch dargestellt.

Die betrachtete, beim Einfangen eines Neutrons auftretende γ-Strahlung ist, wie es aus ihrem Entstehungsprozeß hervorgeht, für die Kenntnis vom Kernbau von großer Wichtigkeit. Sie wird dadurch verursacht, daß das Neutron mit dem einfangenden Kern einen neuen Kern bildet, in dem es mehr oder weniger fest gebunden ist. Die durch die Bindung freiwerdende Energie wird als γ-Quant abgestrahlt. Es ist also durchaus zu erwarten, daß umgekehrt die Kenntnis der γ-Strahlung Rückschlüsse auf die Bindungsenergien, und zwar ohne Berücksichtigung der Massen, zuläßt.

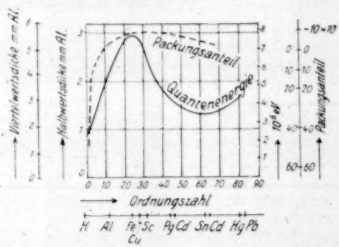


Fig. 2. [Nach Fleischmann (226).]

Fleischmann führt weiter folgendes aus: „Nach den massenspektrographischen Daten für schwere Elemente beträgt der Massenunterschied benachbarter Isotope stets ziemlich genau 1,00. Da die Masse des Neutrons etwa 1,009 beträgt, hat man im Durchschnitt bei der Anlagerung eines Neutrons mit einer Bindungsenergie von etwa $10 \cdot 10^6$ eV zu rechnen. Der für Eisen gefundene Wert kommt diesem Durchschnittswert nur einigermaßen nahe. Die Quantenenergien im Minimum sind $3 - 4 \cdot 10^6$ eV; sie sind wahrscheinlich durch Aufspaltung der Bindungsenergie in mehrere Quanten nur Mittelwerte.

Der Unterschied im Packungsanteil und der Quantenenergie bei hohen Ordnungszahlen weist wohl auf eine Besonderheit im Kernbau hin, auf die bereits Bohr aufmerksam gemacht hat. Demnach sind die Kerne, außer bei ganz leichten Elementen, ein Gebilde aus vielen, leicht beweglichen Bestandteilen. Die dem Kern zugeführte Energie wird dann sehr rasch auf alle Einzelbausteine verteilt werden. In einem so gebauten Kern würden nicht nur die wenigen Zustände auftreten, bei denen ein einzelnes Elementarteilchen angeregt ist, sondern die große Mannigfaltigkeit der Zustände, die sich aus der großen Zahl der Freiheitsgrade des ganzen Kerns ergibt. Das gilt um so mehr, je höher die Teilchenzahl, also auch die Ordnungszahl, ist.

Durch diese Auffassung wird insbesondere die häufige Resonanzanlagerung langsamer Neutronen gut verständlich, denn die Energie des ankommenden Neutrons wird dann häufig einem Kernniveau nahekommen und das Neutron so mit großem Wirkungsquerschnitt eingefangen werden."

Für den Zusammenhang zwischen der Quantenenergie und der Bindungsenergie werden also die Wirkungsquerschnitte der Kerne langsamen Neutronen gegenüber eine wesentliche Rolle spielen. Ihre Abhängigkeit von der Ordnungszahl (Fig. 3) findet Fleischmann aus den Messungen von Dunning, Pegram, Fink und Mitchell (105). Er bildet dazu das arithmetische Mittel der Wirkungsquerschnitte für die Elemente 1–10, 11–20, 21–30 usw. und trägt es im logarithmischen Maßstab auf. Gleichberechtigte Werte ergeben sich aus der entsprechenden Mittelbildung für die Elemente 6–15, 16–25 usw. Durch diese Mittelwertbildung werden die individuellen Atomeigenschaften ausgeschaltet.

Unter Berücksichtigung dessen, daß große Wirkungsquerschnitte kleinen Abständen der Kernniveaus und umgekehrt entsprechen, läßt sich der Fig. 3 folgendes entnehmen:

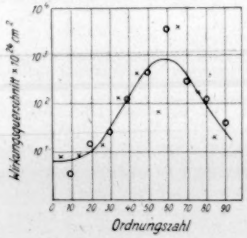


Fig. 3. [Nach Fleischmann (226).]

Die Kernniveaus haben bei Ordnungszahlen unter 20 große Abstände, bei etwa 60 sehr kleine und bei noch größeren Ordnungszahlen wieder etwas größere Abstände. Nach der Bohrschen Deutung des Kernbaus ist die Abnahme des Wirkungsquerschnittes bei hohen Ordnungszahlen nicht zu verstehen.

Ein Vergleich mit der Fig. 2 zeigt, daß das Maximum der Fig. 3 mit dem Minimum der Fig. 2 (Quantenenergie) zusammenfällt. Das kann so gedeutet werden: „Bei kleinen Ordnungszahlen haben die Kernterme große Abstände. Die Bindungsenergie vereinigt sich dann vollständig oder zum größten Teil zu einem Quant. In diesem Gebiet ist daher der Verlauf der Quantenenergie ähnlich dem des Packungsanteils. Bei größeren Ordnungszahlen von etwa 25 an beginnt das Gebiet, in dem sich die Kerne im Sinne Bohrs wie eine ‚Flüssigkeit' aus Einzelteilchen verhalten. Man hat in diesem Gebiet einerseits eine steigende Häufigkeit großer Wirkungsquerschnitte, andererseits eine Verteilung der ausgestrahlten Bindungsenergie auf mehrere Quanten. Der Wiederanstieg der mittleren Quantenenergie nach Durchlaufen des Minimums hängt offenbar mit dem aus Fig. 3 erkennbaren Absinken des Wirkungsquerschnittes, also der geringer werdenden Zahl von Kernniveaus zusammen. Die Abweichung der Quantenenergie vom Packungsanteil entspricht spiegelbildlich dem Verlauf der Wirkungsquerschnitte. Bemerkenswert ist noch, daß das Absinken der Quantenenergie und die Zunahme des durchschnittlichen Wirkungsquerschnittes in der Gegend des periodischen Systems beginnt, wo die Zahl der Neutronen die der Protonen zunehmend übersteigt."

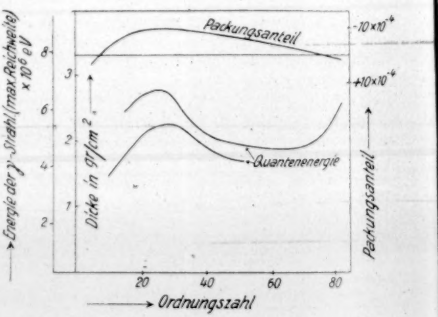


Fig. 4. [Nach Kikuchi, Husimi, Aoki (244).]

Kikuchi, Husimi und Aoki (244) messen ebenfalls die γ-Strahlenenergie der 24 Elemente: Wasserstoff, Aluminium, Chlor, Kalium, Titan, Chrom, Mangan, Eisen, Nickel, Kobalt, Kupfer, Zink, Arsen, Selen, Brom, Yttrium, Silber, Kadmium, Antimon, Jod, Samarium, Wolfram, Gold und Quecksilber. Die Ergebnisse sind in Fig. 4 wiedergegeben.

Die obere Kurve gilt für die Elemente: Chlor, Chrom, Eisen, Kobalt, Nickel, Kupfer, Selen, Kadmium, Jod, Samarium, Wolfram, Gold und Quecksilber, also für Elemente von meist gerader Ordnungszahl, die untere Kurve für: Aluminium, Kalium, Titan, Mangan, Zink, Arsen, Brom, Yttrium, Silber und Antimon, also für Elemente von meist ungerader Ordnungszahl.

Die beiden Kurven zeigen ein Maximum bei dem Element 26 ebenso wie die des Packungsanteiles. Die obere Kurve steigt nach dem Element 65 wieder an.

Die Kurven haben nahezu denselben Verlauf wie die in Fig. 2 wiedergegebene von Fleischmann.

Neuere Messungen der Wirkungsquerschnitte verschiedener Elemente langsamen Neutronen gegenüber sind in Fig. 5 dargestellt. Bis auf

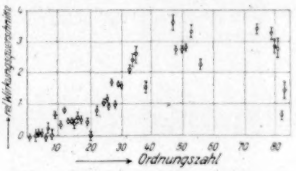


Fig. 5. [Nach Aoki (253).]

den ungefähr horizontalen Verlauf zwischen den Elementen 50 und 80 deckt sich die Kurve mit der von Fleischmann in Fig. 3.

V. Künstliche Radioaktivität durch Elektronen.

Auch in neueren Untersuchungen konnten Livingood und Snell (192) bei schwerem Wasserstoff, Blei und Thorium, Lewis und Burcham (239) bei Aluminium durch Beschießung mit Elektronen keine Aktivität erzielen.

VI. Künstliche Radioaktivität durch γ-Strahlen.

Von einem Fall künstlicher Radioaktivität durch γ-Strahlen hatten v. Traubenberg und Bartels früher kurz berichtet. Neuerdings ist es Bothe und Gentner (240, 247) gelungen, bei einer Reihe von Elementen, besonders solchen, die sich aus zwei Isotopen ungerader Masse und ungefähr gleicher Häufigkeit zusammensetzen, aktive Umwandlungsprozesse einzuleiten. Sie verwenden dazu die durch Beschießung von Lithium mit Protonen entstehende γ-Strahlung von $17 \cdot 10^6$ eV.

15. *P.* $\quad {}^{31}_{15}P + \gamma \rightarrow {}^{30}_{15}P + {}^{1}_{0}n$.

Die Halbwertszeit der schwachen Phosphoraktivität beträgt 2–3 min ebenso wie bei Beschießung von Phosphor mit Neutronen, wo sie jedoch gemäß chemischer Untersuchungen auf den Kern ${}^{28}_{13}Al$ zurückgeführt wird.

29. *Cu.* $\quad {}^{63}_{29}Cu + \gamma \rightarrow {}^{62}_{29}Cu + {}^{1}_{0}n$.

Die Halbwertszeit der Kupferaktivität ist 11 min entsprechend der Beschießung von Kupfer mit Neutronen.

30. *Zn.* Zink hat eine Periode von 30 min, die bei Berücksichtigung der von Heyn (232) bestimmten Zerfallzeit des Kerns ${}^{65}_{30}Zn$ zu 60 min dem Isotop ${}^{63}_{30}Zn$ zugeschrieben werden muß.

31. *Ga.* Die Halbwertszeiten der Galliumaktivitäten sind 20 min und 60 min; erstere ist auch bei Neutronenanlagerung gefunden worden.

35. *Br.* Brom zeigt die Perioden von:

1. 18 min in Übereinstimmung mit einer der bei Beschießung mit Neutronen auftretenden Perioden. Als Umwandlungsprozeß hat hier dementsprechend:

$$ {}^{81}_{35}Br + \gamma \rightarrow {}^{80}_{35}Br + {}^{1}_{0}n $$

zu gelten. Das aktive Brom wurde chemisch nachgewiesen.

2. 3,5 min, die dem Kern ${}^{78}_{35}Br$ zugeschrieben wird, während früher die bei Neutronenbeschießung beobachtete Periode von 36 h auf diesen Kern zurückgeführt wurde.

42. *Mo.* Die Halbwertszeit der Molybdänaktivität wird zu 17 min angegeben.

47. *Ag.* Silber zeigt eine Periode von 13 min, die weder bei Beschießung mit Deutonen noch bei der mit Neutronen beobachtet worden war. Von den beiden durch Neutronenanlagerung entstehenden Aktivitäten von 2,3 min und 22 s tritt hier nur erstere auf. Das läßt folgende Zuordnung vermuten:

$$ {}^{106}_{47}Ag \rightarrow 24\,\text{min}, \qquad {}^{108}_{47}Ag \rightarrow 2{,}3\,\text{min}, $$

$$ {}^{110}_{47}Ag \rightarrow 220\,\text{s}. $$

49. *In.* Bei Indium wird die Halbwertszeit von 1 min beobachtet. Sie gehört entweder zu ${}^{115}_{49}In$ oder ${}^{114}_{49}In$. Das aktive Isotop konnte mit bereits bekannten aktiven Isotopen nicht identifiziert werden.

51. *Sb.* Antimon zeigt die bisher nicht bekannte Periode von 13 min, deren Zuordnung zum Kern ${}^{120}_{51}Sb$ nicht sicher ist.

52. *Te.* Die Halbwertszeit der Telluraktivität beträgt 60 min. Ist sie mit der Periode von 45 min bei der Neutronenanlagerung identisch, so handelt es sich für das aktive Isotop um ${}^{127}_{52}Te$ oder ${}^{129}_{52}Te$.

73. *Ta.* Die Aktivität des Tantals mit der Halbwertszeit von 14 min war bisher noch nicht beobachtet worden. Sie gehört wahrscheinlich zu ${}^{180}_{73}Ta$.

Schlußbetrachtung.

Für die Frage der in einem radioaktiven Prozeß umgesetzten Energie ist die Kenntnis der oberen Grenze des β-Spektrums unerläßlich, deren experimentelle Bestimmung wegen der langsamen Konvergenz des Spektrums gegen Null in der Nähe der oberen Grenze schwierig und ungenau ist. Deswegen wurde oft die Grenzenergie aus dem Spektrum durch Extrapolation gemäß der K.-U.-Theorie bestimmt, zeigte aber immer zu große Werte. Eingehendere Untersuchungen von Paxton (254) über das Spektrum aktiven Phosphors lassen erkennen, daß die Abweichungen zwischen dem theoretischen und experimentellen Wert hauptsächlich auf der Unzulänglichkeit der Theorie beruhen.

Fleischmann und Bothe schlagen eine von der bisher üblichen Form abweichende Schreibweise der Umwandlungsprozesse vor. An die Stelle von

$$^{14}_{7}N + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{17}_{8}O + {}^{1}_{1}H$$

tritt

$$^{14}_{7}N\,(\alpha, p)\,{}^{17}_{8}O\,.$$

Die zwischen dem Stickstoff- und Sauerstoffsymbol stehende Klammer gibt die Art der Umwandlung an, in diesem Falle: Eindringen eines α-Teilchens in den Kern unter Emission eines Protons. Für die anderen Reaktionstypen dienen die Symbole:

(α, p); (α, d); (α, n); (α, γ)
(p, α); (p, d); (p, n); (p, γ)
(d, α); (d, p); (d, n); (d, γ)
(n, α); (n, p); (n, d); (n, γ).

Das γ-Quant ist aber auch bei dieser Schreibweise nicht als Kernbaustein aufzufassen.

Für die einzelnen Reaktionstypen sind im folgenden die charakteristischen Eigenschaften aufgeführt (entnommen aus Weizsäcker: Theorie der Kerne):

(α, p) „Dieser Prozeß führte zur Entdeckung der künstlichen Elementumwandlung. Er ist energetisch besonders günstig, wenn der Ausgangskern ungerade Zahl von Protonen und gerade Zahl von Neutronen hat." Denn es dringen in Form eines α-Teilchens 2 Neutronen und 2 Protonen in den Kern, wobei ein Proton wieder emittiert wird. Die größtmögliche Energie bei dem Einbauvorgang der beiden Neutronen und des einen Protons wird frei, wenn das Proton die Schalenanordnung der übrigen Protonen ausfüllen, d. h. wenn es aus der bisher ungeraden Zahl von Protonen eine gerade machen kann. Die beiden Neutronen stellen eine abgesättigte Schale dar, sind also auf die Schalenanordnung der bereits vorhandenen Neutronen ohne wesentlichen Einfluß. Diese müssen also schon möglichst abgesättigte Schalen gebildet haben, d. h. in gerader Zahl vorhanden gewesen sein.

(α, d) Dieser Prozeß scheint nur in einem Fall beobachtet worden zu sein. Die Stabilität des Deutons ist zu gering, als daß es als unzerlegter Kernsplitter auftreten könnte.

(α, n) Dieser Prozeß führte zur Entdeckung des Neutrons. Entsprechend obigen Ausführungen ist er energetisch begünstigt durch gerade Zahl von Protonen und ungerade Zahl von Neutronen im Ausgangskern.

(α, γ) Dieser Prozeß ist nicht beobachtet worden. Da er mit großer Energieausbeute verlaufen sollte und die Einfangung eines Teilchens ohne γ-Emission nach den Energiesätzen unmöglich ist, kann die Erklärung für das Nichtauftreten des Prozesses nur in der geringen Emissionswahrscheinlichkeit der γ-Strahlung liegen.

(p, α) Dieser Prozeß ist energetisch günstig bei ungerader Protonen- und gerader Neutronenzahl.

(p, d) Der Prozeß ist nicht beobachtet worden.

(p, n) Dieser Prozeß ist ebenfalls nicht beobachtet worden. Da die Wirkung des Prozesses, die Ersetzung eines Neutrons im Kern durch ein Proton, auch durch β-Zerfall spontan eintreten kann, wenn sie überhaupt energetisch möglich ist, kann der Prozeß an stabilen Kernen nur unter Energiezufuhr stattfinden. Bei den geringen Primärenergien der Protonen erklärt dies das Nichtauftreten des Prozesses.

(p, γ) Der Prozeß ist in einigen Fällen beobachtet worden.

(d, α) Dieser Prozeß ist energetisch günstig bei Kernen mit ungerader Neutronen- und gerader Protonenzahl.

(d, p) Dieser Prozeß entspricht der Anlagerung eines Neutrons an den Kern, also besonders günstig bei anfangs ungerader Neutronenzahl. Die Wirkungsquerschnitte sind für kleine Deutonenenergien größer als nach dem Exponentialgesetz. Die Deutung und theoretische Formulierung ist von Oppenheimer und Phillips gegeben worden.

(d, n) Der Prozeß entspricht der Anlagerung eines Protons an den Kern, also günstig bei ungerader Protonenzahl des Ausgangskerns.

(d, γ) Der Prozeß ist nicht beobachtet worden.
(n, α) Der Prozeß tritt häufig auf. Er ist energetisch günstig bei gerader Protonen- und ungerader Neutronenzahl.
(n, p) Der Prozeß tritt nur bei Neutronen hoher Geschwindigkeit auf. Analogie zum Prozeß (p, n).
(n, d) Dieser Prozeß ist nicht beobachtet worden.
(n, γ) Der Prozeß ist bei allen Kernen energetisch günstig."

Literaturverzeichnis.

Die Numerierung des Literaturverzeichnisses schließt sich an die des ersten Berichtes an. Hier nicht vermerkte Literaturhinweise sind dort zu finden.

1935.

168a) Kourtschatow u. Latyschew, Physik. Zeitschr. d. UdSSR. **7**, 652.
168b) Kourtschatow, Latyschew, Nemenow u. Selinow, Physik. Zeitschr. d. UdSSR. **8**, 589.
168c) Hevesy, Medd. Kopenhagen **13**, Nr. 3, 17.
168d) Dempster, Proc. Amer. Phil. Soc. **75**, Nr. 8, 755.

1936.

179) Bonner, Delsasso, Fowler u. Lauritsen, Phys. Rev. **49**, 203.
180) Richardson, Phys. Rev. **49**, 203.
181) Richardson u. Kurie, Phys. Rev. **49**, 208.
182) Paxton, Phys. Rev. **49**, 206.
183) Thornton, Phys. Rev. **49**, 207.
184) Livingood, Phys. Rev. **49**, 206.
185) Cork u. Lawrence, Phys. Rev. **49**, 205.
186) Bainbridge u. Jordan, Phys. Rev. **49**, 417.
187) Allison, Phys. Rev. **49**, 420.
188) Kurie, Richardson u. Paxton, Phys. Rev. **49**, 368.
189) Pose, Physik. Zeitschr. **37**, 154.
190) Buch u. Andersen, Nature **137**, 457.
191) Nahmias, C. R. **202**, 1050.
192) Livingood u. Snell, Phys. Rev. **49**, 485.
193) Naidu, Nature **137**, 578.
194) Snell, Phys. Rev. **49**, 555.
195) Fowler, Delsasso u. Lauritsen, Phys. Rev. **49**, 561.
195a) van Voorhis, Phys. Rev. **49**, 876 und **50**, 895.
195b) Livingood, Phys. Rev. **49**, 876.
196) Neuninger u. Rona (Wien. Anzeig. **72**, 275), Nature **137**, 711.
197) Fleischmann, Zeitschr. f. Phys. **100**, 440.
198) Bjerge, Nature **137**, 865.
199) Andersen, Nature **138**, 76.
200) Knol u. Veldkamp, Physica **3**, 145.
201) Döpel, Naturwiss. **24**, Nr. 15, 237.
202) Andersen, Zeitschr. f. Phys. Chemie **32**, Nr. 3, 237.
203) Naidu, Proc. Phys. Soc. **48**, 332.
204) Nahmias u. Walen, C. R. **203**, 176.
205) Rona u. Neuninger, Naturwiss. **24**, 490.
206) Fomin u. Houtermans, Phys. Zeitschr. d. UdSSR. **9**, 273.
207) Fünfer, Phys. Zeitschr. **37**, 693.
208) Bonner u. Brubaker, Phys. Rev. **50**, 308.
209) Goldsmith u. Rasetti, Phys. Rev. **50**, 328.
210) Sampson, Ridenour u. Bleakney, Phys. Rev. **50**, 382.
211) Livingood, Phys. Rev. **50**, 385.
212) Laslett, Phys. Rev. **50**, 388.
213) Livingood, Phys. Rev. **50**, 391.
214) Livingood, Phys. Rev. **50**, 425.
215) Livingood u. Seaborg, Phys. Rev. **50**, 435.
216) Ellis u. Henderson, Proc. Roy. Soc. **156**, 358.
217) McMillan, Bull. Amer. Phys. Soc. (April 1936).
218) Cork u. Lawrence, Phys. Rev. **49**, 788.
219) Gaerttner, Turin u. Crane, Phys. Rev. **49**, 791.
220) McMillan, Phys. Rev. **49**, 875.
221) van Voorhis, Phys. Rev. **49**, 889.
222) Bjerge, Nature **138**, 400.
223) Johnson u. Hamblin, Nature **138**, 504.
224) Brown u. Mitchell, Phys. Rev. **50**, 593.
225) Nahmias u. Walen, C. R. **203**, 71.
226) Fleischmann, Zeitschr. f. Phys. **103**, 113.
227) Kempton, Brown u. Maasdorp, Proc. Roy. Soc. **157**, 372.
228) Paneth, Glückauf u. Loleit, Proc. Roy. Soc. **157**, 412.
229) Rumbaugh u. Hafstad, Phys. Rev. **50**, 681.
230) Waring u. Chang, Proc. Roy. Soc. **157**, 652.
231) Madsen, Nature **138**, 722.
232) Heyn, Nature **138**, 723.
233) Richardson u. Kurie, Phys. Rev. **50**, 999.
233a) van Voorhis, Phys. Rev. **50**, 895.
234) Gueben, Nature **138**, 1095.

1937.

235) Lewis, Burcham u. Chang, Nature **139**, 24.
236) Walen u. Nahmias, C. R. **203**, 1149.
237) Curie u. Preiswerk, C. R. **203**, 787.
238) Kikuchi, Aoki u. Husimi, Nature **138**, 841.
239) Lewis u. Burcham, Proc. Cambr. Phil. Soc. **32**, 503.
240) Bothe u. Gentner, Naturwiss. **25**, 90.
241) Lyman, Phys. Rev. **51**, 1.
242) Cork u. Thornton, Phys. Rev. **51**, 59.
243) Alichanow, Alichanian u. Dzelepow, Zeitschr. d. UdSSR. **10**, 78.
244) Kikuchi, Husimi u. Aoki, Nature **137**, 902.
245) Weizsäcker, Naturwiss. **51**, 813.
246) Jaeckel, Zeitschr. f. Phys. **104**, 762.
247) Bothe u. Gentner, Naturwiss. **25**, 126.
248) Bothe u. Gentner, Naturwiss. **25**, 190.
249) Gibson, Seaborg u. Grahame, Phys. Rev. **51**, 370.
250) Kraus u. Cork, Phys. Rev. **51**, 382.
251) Pool u. Cork, Phys. Rev. **51**, 383.
252) Thornton u. Cork, Phys. Rev. **51**, 383.
253) Aoki, Nature **139**, 372.
254) Paxton, Phys. Rev. **51**, 170.
255) Sizoo u. Koene, Physica **3**, 1053.
256) Müller, Naturwiss. **25**, 251.

Das berücksichtigte Schrifttum reicht bis Anfang März 1937.

Berlin-Charlottenburg.

(Eingegangen 13. April 1937.)

ZUSCHRIFTEN.

Freie innermolekulare Drehbarkeit und dielektrische Verluste im Hochfrequenzfeld.

Von L. D'Or und J. Henrion.

Besitzt ein Molekül eine frei drehbare polare Gruppe, deren Moment einen Winkel mit der Rotationsachse bildet, so kann sie sich im hochfrequenten elektrischen Feld bis zu einem gewissen Maß unabhängig von dem ganzen Molekül orientieren. Da die Relaxationszeit der Gruppe kleiner ist, als die des ganzen Moleküls, so könnte man im Prinzip den Orientierungseffekt der Gruppe getrennt messen, wenn man die Frequenz so wählt, daß $1/\nu$ kleiner ist als die Relaxationszeit des ganzen Moleküls, und größer, als die der Gruppe selbst.

Es war bisher noch nicht möglich, Substanzen, die aus Molekülen mit frei drehbarer Gruppe bestehen, mit einer solchen Frequenz zu untersuchen. Es gelang indessen, den Orientierungseffekt auch mit Frequenzen hervorzubringen, bei denen $1/\nu$ größer als die Relaxationszeit des Moleküls war. Es ist nämlich zu erwarten, daß — unter gleichen Versuchsbedingungen — bei diesen Frequenzen die dielektrischen Verluste bei einem derartigen Molekül kleiner sind als bei einem Molekül ohne innere freie Drehbarkeit.

Zum Nachweis benutzten wir die Anordnung von Malsch mit einem Sender von 7,2 m Wellenlänge. Gemessen wurden die dielektrischen Verluste einer Lösung von Paradichlorxylylen[1]) (Moleküle mit frei drehbarer Gruppe) und von Orthodichlorbenzol (Moleküle ohne frei drehbare Gruppe) in Benzol. Um die Messungen unmittelbar miteinander vergleichbar zu machen, wurden Lösungen gleicher molarer Konzentration (1,98 Molprozent) hergestellt. Hierdurch waren die Viskositäten und die dielektrischen Konstanten praktisch gleich. Schließlich wurden alle Versuche unter gleichen elektrischen Bedingungen angestellt.

Orthodichlorbenzol wurde deshalb als Vergleichssubstanz gewählt, weil sein Dipolmoment (2,25 D.) etwas größer ist als das des Paradichlorxylylens, (2,15 D.), während der mittlere, aus stereochemischen Daten berechnete Radius[2]) des ersten Moleküls (1,9 Å) etwas kleiner ist als der des zweiten (2 Å).

Die dielektrischen Verluste des Orthodichlorbenzols sind 2,6mal größer als die des Paradichlorxylylens. Die aus den Verlusten berechneten Relaxationszeiten sind: $1{,}7 \cdot 10^{-11}$ Sek. ± 5 Proz. (relative Genauigkeit) für o-$C_6H_4Cl_2$ und $0{,}67 \cdot 10^{-11}$ Sek. ± 14 Proz. (relative Genauigkeit) für p-$C_6H_4(CH_2Cl)_2$. Selbst, wenn man den kleinsten Wert für o-$C_6H_4Cl_2$ ($1{,}6 \cdot 10^{-11}$) und den größten für p-$C_6H_4(CH_2Cl)_2$ ($0{,}76 \cdot 10^{-11}$) annimmt, so sind die gefundenen Relaxationszeiten immer noch um den Faktor 2 verschieden.

Die einzige Möglichkeit diesen Unterschied zu erklären scheint in der Annahme zu liegen, daß hauptsächlich die CH_2Cl-Gruppen für die dielektrischen Verluste verantwortlich sind.

Es wurde schon auf anderem Wege, nämlich durch Messung des Dipolmomentes[3]), die freie Drehbarkeit polarer Gruppen und die Lokalisation des elektrischen Momentes in einzelnen Gruppen der Moleküle gezeigt. Trotzdem schien es uns von Interesse, auch diesen Effekt mitzuteilen.

1) Die nötige Substanzmenge wurde vom Physikalischen Institut der Universität Leipzig freundlichst zur Verfügung gestellt. Auch hier möchten wir dafür unseren besten Dank aussprechen.

2) J. Henrion, Bull. Soc. Roy. des Sciences, Liège 1935, Nr. 5, 129.

3) Für p-$C_6H_4(CH_2Cl)_2$ siehe A. Weißberger und R. Sängewald, Physik. Zeitschr. **30**, 729, 1929.

Lüttich (Belgien), Chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 1. März 1937.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

E. Buchwald, Einführung in die Kristalloptik. Dritte, neubearb. Auflage. Kl.-8°. 134 S. Mit 116 Fig. Berlin und Leipzig 1937. Walter de Gruyter u. Co. (Samml. Göschen, Bd. 619). RM 1.62.

Daß das vortreffliche kleine Buch jetzt bereits in dritter Auflage erscheint (1. Aufl. 1912; 2. Aufl. als anastatischer Neudruck 1920), spricht schon zur Genüge für seine Brauchbarkeit und Beliebtheit. Gegenüber den früheren Auflagen (vgl. diese Zeitschrift **14**, 791, 1913) ist die klassische „beschreibende" Kristalloptik enger an die elektromagnetische Theorie angeschlossen und zwar in der Weise, daß zunächst die Grundtatsachen besprochen werden und erst dann das anschaulich Gewonnene aus der Maxwellschen Theorie bestätigt wird. Neu ist ein als Schlußteil angefügter, besonders gut gelungener Abriß der Ewald-Bornschen Gitteroptik, deren Methoden und Erfolge auch dem mathematisch wenig Geschulten lichtvoll veranschaulicht werden; hierbei sind auch die neuesten theoretischen und experimentellen Untersuchungen angeführt und berücksichtigt. Der Verfasser hat sein Ziel, „nicht möglichst viel Stoff in möglichst wenig Seiten zu pressen, sondern etwas von der Anmut zu vermitteln, die der Kristalloptik wie kaum einem anderen Gebiete der Physik eigen ist" voll erreicht und das Büchlein kann jedem, der sich für Kristalloptik interessiert, außer Physikern insbesondere auch Mineralogen, auf das wärmste empfohlen werden.

Szivessy.

Max Hartmann, Philosophie der Naturwissenschaften. Verlag J. Springer, Berlin. 1937. 46 S. 4°. RM. 3,60 brosch.

Hartmanns Untersuchungen zur Philosophie der Naturwissenschaften erhalten ihre Fruchtbarkeit aus ihrem Ansatzpunkt: Sie orientieren sich am Vorgehen der Erfahrung und damit an den Methoden, die zur Auffindung und Begründung naturwissenschaftlicher Theorien führen. Von hier aus werden einerseits die Fragen nach den Prinzipien der Naturerkenntnis in Angriff genommen, die durch die Entwicklung der modernen Physik mit neuem Nachdruck gestellt worden sind. Andrerseits werden die gleichen Betrachtungen über die Ausbildung der Erfahrung auf den Streit um die sinnvolle Problemstellung und die Methoden der Biologie angewandt.

Durch diese Anknüpfung an eine Theorie der Erfahrung leiten Hartmanns Untersuchungen den Leser auf die entscheidenden Kriterien hin, die eine willkürliche und einseitige Interpretation naturwissenschaftlicher Ergebnisse auszuschalten und die Sätze naturwissenschaftlicher Theorien auf ihren Behauptungsgehalt und ihre prinzipiellen Voraussetzungen zu untersuchen erlauben. Allerdings bleibt es hier bei bloßen Anregungen, die erst noch eine konsequente Durchführung und, im Zusammenhang damit, eine weitgehende Kritik der Hartmannschen Lösungen erfordern.

Es ist zunächst klar, daß im Rahmen einer so kurzen Abhandlung, die sich zudem dem weiten Bereich der von Physik und Biologie aufgeworfener naturphilosophischen Fragen zuwendet, die exakte Durchführung des aufgestellten Programms nicht erwartet werden kann. Soweit Hartmanns Ausführungen über die Ableitung allgemeiner Richtlinien der naturphilosophischen Untersuchung hinausgehen und zur Darlegung von Ergebnissen vorstoßen — was vor allem im Abschnitt über die Philosophie der Physik der Fall ist —, fehlt es begreiflicherweise an einer eingehenden und kritischen Begründung dieser Ergebnisse. Das würde an und für sich nicht gegen eine solche Darstellung sprechen, wenn diese Ergebnisse nicht ihrem Inhalt und der Art der für sie vorgebrachten Gründe nach den Eindruck erweckten, daß die zugrunde liegende Analyse der physikalischen Erfahrung nicht hinreichend weit getrieben ist, um das naturphilosophische Problem und seine Auflösung klar hervortreten zu lassen.

Diese Analyse der verschiedenen Induktionsschlüsse der Erfahrung führt zu dem Ergebnis, daß die Wahrnehmung allein keine Naturerkenntnis schafft, sondern daß dazu eine Interpretation der Wahrnehmung auf Grund apriorischer Voraussetzungen erforderlich ist. Die Darstellung dieses Interpretationsprozesses selber aber bleibt bei einer formalen Charakterisierung induktiver Schlußweisen stehen. Die Folge ist, daß Hartmann glaubt, den Angriff, der auf Grund der modernen Physik gegen die Kantische Lehre von den apriorischen Prinzipien der Naturerkenntnis geführt wird, im wesentlichen dadurch zurückweisen zu können, daß er diese Prinzipien auf die formale Voraussetzung irgendwelcher Gesetzmäßigkeiten beschränkt. Er reduziert Kants Lehre von der reinen Anschauung auf die Voraussetzung eines „unanschaulichen Ordnungsschemas", dem sich die physikalischen Daten einzufügen haben. Entsprechend bleibt vom Begriff der Substanz als des beharrlichen Trägers physikalischen Geschehens nur der eines formalen „Etwas", das „hinter der mathematischen Lösung steht" und „sie real macht".

Hartmanns Stellung zum Kausalproblem beruht auf einem etwas andern Ansatz, wenn er auch selber meint, es in Analogie zu den Fragen der Raum- und Zeitanschauung gelöst zu haben. Aber die Loslösung des Kausalprinzips von der Annahme der unbeschränkten Vorausberechenbarkeit — die Hartmann vornimmt, allerdings ohne sich auf die entscheidenden physikalischen Gründe dafür zu berufen — ist etwas grundsätzlich anderes als die Entleerung apriorischer Begriffe, die durch die Erwartung bestimmt zu sein scheint, den Konflikt mit der physikalischen Forschung durch den Verzicht auf die inhaltliche Bestimmung der apriorischen Verknüpfungsvorstellungen zu lösen.

Diese Verteidigung des Apriori, die mehr und mehr den Inhalt der Kategorien fallen läßt, um an dem kargen Rest einer mathematischen Gesetzmäßigkeit oder eines sonstigen formalen Zusammenhangs festzuhalten, trägt den Charakter eines Rückzugs, bei dem nicht abzusehen ist, was schließlich von der Lehre des apriorischen Bestandteils der Naturerkenntnis zurückbleiben wird. Die Vorstellungen von Raum und Zeit, die einander in ihrer Anwendung wechselseitig bestimmenden Kategorien der Substanz, der Kausalität und der Wechselwirkung verlieren bei diesem Prozess ihren Inhalt jedenfalls so weit, daß die Gegensätze und die Beziehungen zwischen ihnen verschwinden. Es ist klar, daß diese Preisgabe prinzipieller Vorstellungen und Voraussetzungen den Eindruck erweckt, als werde auf Grund der fortschreitenden Physik aposteriori festgelegt, was als apriori gelten kann.

Dieser Einwand, der sich gegen die Ergebnisse Hartmanns richtet, wird erst durch eine schärfer durchgeführte Theorie der Erfahrung beantwortet werden können, die das Auftreten der Paradoxien der modernen Physik aus dem Vorgehen der Erfahrung zu erklären und zu lösen weiß. Hartmanns Ausführungen stellen die Aufgabe einer solchen Theorie der Erfahrung; ihre Durchführung liefern sie nicht. Grete Hermann.

Rudolf Weyrich, Die Zylinderfunktionen und ihre Anwendungen. IV u. 137 S. Leipzig 1937. B. G. Teubner. RM. 7.60.

Dieses wertvolle Buch ist inhaltsreich und dank seines einheitlichen Planes und seiner sorgfältigen Ausführung doch kurz. Es bekommt seine besondere Note dadurch, daß es engstens an physikalische Vorstellungen anschließt und die mathematischen Methoden, ohne auf Strenge zu verzichten, von da aus belebt. Dementsprechend bringt der erste Teil Begriffe und Formeln der Wellentheorie, die Gemeingut der mathematischen Physiker sind, aber sonst nicht so übersichtlich zusammengestellt sind.

Der zweite Teil beginnt mit der Definition der Hankelschen Funktionen durch Überlagerung von Kugelwellen und leitet von da aus zu ihrer Darstellung durch komplexe Integrale über. In der Tat sind ja die beiden Hankelschen Funktionen die einfachsten und für die Anwendungen bedeutsamsten Lösungen der Besselschen Differentialgleichung, gerade so wie die beiden Exponentialfunktionen $exp(\pm ikx)$ einfacher sind, als die trigonometrischen Funktionen. Die Besselschen

Funktionen im engeren Sinne und die Neumannschen Funktionen samt ihren Integraldarstellungen werden dann leicht aus den Hankelschen gewonnen.

Ich möchte dabei folgendes einschalten: Als ich in den neunziger Jahren über Beugung und elektrodynamische Drahtwellen arbeitete, mußte ich die besondere Eignung der Hankelschen Funktionen für physikalische Zwecke selbst herausarbeiten. Der Name „Hankelsche Funktionen" und ihre Bezeichnung durch $H^{(1)}$, $H^{(2)}$ kommt wohl erst in dem Nielsenschen Buch vom Jahre 1904 vor. (Ich nannte sie damals „Besselsche Funktion zweiter Art" und bezeichnete sie mit U.) Die Sprachverwirrung, die bezüglich der „Besselschen Funktionen zweiter Art" herrschte und die erst durch die besondere Sorgfalt von Fritz Emde 1909 in den Jahnke-Emdeschen Funktionstafeln glücklich überwunden wurde, kommt in dem Kleindruck von S. 21 des Weyrichschen Buches zum Ausdruck. Die von mir damals eingeführten komplexen Integrale der Hankelschen Funktionen (Verfasser weist mit Recht auf ihren Zusammenhang mit früheren Darstellungen von Schläfli hin) sind die wesentlichen Darstellungsmittel, mit denen das vorliegende Buch in den ersten Abschnitten ausschließlich operiert. Die Reihen-Darstellungen werden konsequenterweise aus diesen Integralen abgeleitet und treten erst S. 37 auf.

Sehr befriedigend ist die Ableitung der wichtigen Umlaufrelationen im dritten Teil, auf Grund dieser Integrale. Ich habe zusammen mit L. Hopf im 18. Bande des inzwischen eingegangenen Archivs für Mathematik und Physik auf Wunsch seines Herausgebers E. Jahnke eine entsprechende Ableitung gegeben, doch scheint mir die Weyrichsche Ableitung kürzer und übersichtlicher zu sein.

Teil 4 handelt über asymptotische Entwicklungen. Hier werden nicht nur die Hankelschen Reihen (großes Argument, endlicher Index), sondern auch die Debyeschen (großes Argument, großer Index) bewiesen. Die letzteren werden nach Nicholson und Watson in dem besonderen Falle: Argument ~ Index: durch Zurückführung auf die Funktionen $I_{\pm 1/3}$ verbessert.

Der letzte Abschnitt bringt verschiedene Anwendungen auf Mechanik, Elastizität, Wärmeleitung, Beugung und behandelt auch in Kürze die Theorie der elektromagnetischen Wellen längs Drähten. Die transzendente Gleichung, die sich bei diesem Problem aus den Randbedingungen an der Drahtoberfläche ergibt, enthält in ihrer allgemeinen Form die Besselschen Funktionen I_0, I_1 und die Hankelschen H_0^1, H_1^1; es wird dazu unter Berufung auf meine Arbeit von 1899 bemerkt, daß von den Lösungen dieser Gleichung nur eine in Frage komme, die dann dem wohlbekannten Hertzschen Typus der Drahtwellen entspricht. Damit gibt der Verfasser die allgemeine Meinung der Physiker über die Theorie der Drahtwellen wieder. Hondros und Debye haben indessen im Jahre 1910 Drahtwellen an zylindrischen Nichtleitern untersucht und gezeigt, daß bei ihnen mannigfache Wellenzustände von geringer Dämpfung möglich sind, bei denen das Innere des Zylinders gleichmäßig von Strom erfüllt ist, während der Skin-Effekt sich im Äußeren desselben abspielt. Überraschenderweise sind solche Wellen an „Wasserdrähten" während der letzten Jahre in großzügiger Weise von den Physikern der Bell-Telephon-Companie (Carson u. a.) entwickelt worden. Wegen ihrer Störungsfreiheit, bewirkt durch den äußeren Skin-Effekt, werden sie vielleicht eines Tages von besonderer elektrotechnischer Bedeutung werden. Die Besselschen Funktionen finden natürlich in diesen Arbeiten (publiziert im Bell-System Technical Journal, 15. April 1936) reichliche Anwendung.

Wir wünschen dem Weyrichschen Buch weite Verbreitung bei Physikern und Mathematikern, weil wir überzeugt sind, daß es der mathematischen Behandlung der Physik und zugleich der physikalischen Durchdringung der Mathematik gute Dienste leisten wird. A. Sommerfeld.

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität Hamburg Dr. rer. nat. Johannes Jensen für theoretische Physik und Dr. med. Karl Englmann für Radiologie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Königsberg Dr. Rudolf Scholder kommissarisch zum ord. Professor der Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der ord. Professor der Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Robert Schwarz in gleicher Eigenschaft an die Universität Königsberg, Dr. Ing. habil. H. Weißmann in Charlottenburg zum ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Hannover, der ord. Professor für Physik an der Landwirtschaftlichen Hochschule Hohenheim Dr. Ernst Back in gleicher Eigenschaft an der Universität Tübingen, Dr. Hans Martin zum planmäßigen Assistenten am Institut für Physikalische Chemie und Elektrochemie an die Universität Kiel, der Dozent für Brennstoffchemie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Richard Heinze zum a. o. Professor daselbst, a. o. Professor Dr. Kurt Maurer in Berlin zum ord. Professor für organische Chemie an der Universität Rostock, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Werner Kuhn zum ord. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Kiel.

Ehrung: Dem Direktor of the Norman Bridge Laboratory of Physics vom California Institute of Technology in Pasadena Dr. Robert Andrews Millikan wurde (gleichzeitig mit Professor Dr. Peter Debye vom Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Berlin, S. 224) die Franklin-Medaille verliehen.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Chemie an der Princeton University (N. J.) Dr. Leroy W. McCay, der Privatdozent für Chemie, insbesondere Lebensmittelchemie, an der Universität Wien, Hofrat Dr. Gustav Schacherl, der Direktor der Siemens-Schuckert-Werke in Berlin, früherer ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Berlin Wirkl. Geheimer Rat Dr. Walter Reichel.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. I. Vj. 1937: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.